# PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 18 — 15. September 1936. Redaktionsschluß für Nr. 20 am 1. Oktober 1936. — 37. Jahrgang


INHALT:


**Abhandlungen:**

F. Henning und J. Otto, Dampfdruckkurven und Tripelpunkte im Temperaturgebiet von 14° bis 90° abs. S. 633.

F. Henning und J. Otto, Das Platinwiderstandsthermometer als sekundäres Temperaturnormal zwischen 14° und 90° abs. S. 639.

W. Weizsäcker, Wärmeleitung von Gasen bei freier Konvektion. S. 641.

Ch. Bachem, Zur photographischen Registrierung mit Braunschen Röhren. Mit Tafel IV. S. 650.

H. Uerlings, Über die Einwirkung eines elektrischen Feldes auf die Intensität des Tyndallichtes bei verschiedener Form der Kolloidteilchen. Mit Tafel V. S. 655.

H. Gockel, Messung von Dämpfungsdekrementen an Piezokristallen. S. 657.

O. Henle und W. Maurer, Über Einsatzpotentiale bei Lichtanregung in $Hg$ beim Stoß von $Li^+$, $Na^+$, $K^+$, $Rb^+$, $Cs^+$. Mit Tafel VI. S. 659.

B. Püschel, Über die Winkelverteilung und Anzahl der durch die kosmische Ultrastrahlung im Blei erzeugten Strahlenpaare (C-Strahlen). S. 661.

**Besprechungen:**

R. Schwinner, Lehrbuch der physikalischen Geologie. Band I: Die Erde als Himmelskörper. Astronomie, Geophysik, Geologie in ihren Wechselbeziehungen. S. 663.

Th. Pöschl, Elementare Festigkeitslehre. S. 664.

P. Werners, Energieübertragung und -umwandlung mit Wechselstrom. S. 664.

R. Rothe, Höhere Mathematik für Mathematiker, Physiker und Ingenieure. Teil IV. S. 664.

**Nachrichten.** S. 664.


## ABHANDLUNGEN.

### Dampfdruckkurven und Tripelpunkte im Temperaturgebiet von 14° bis 90° abs.


Von F. Henning und J. Otto.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.


Zugleich mit der Untersuchung über die Abhängigkeit des Platinwiderstandes von der gasthermometrisch gemessenen Temperatur[1]) wurde mit der dort beschriebenen Versuchsanordnung eine Reihe von Dampfdruckkurven und Fixpunkten ermittelt. Das Kondensationsgefäß des Dampfdruckthermometers war hierbei in das Gefäß des Gasthermometers eingebaut und umgab den mittleren Teil des Platinwiderstandsthermometers. Die normalen Siedepunkte wurden aus den Dampfdruckkurven durch Interpolation berechnet.

Die Tripelpunkte wurden sowohl bei steigender als auch bei fallender Temperatur unmittelbar mit dem Gasthermometer beobachtet. Der Umwandlungsvorgang (z. B. Unterkühlung) konnte mit großer Empfindlichkeit zugleich mittels des Platinwiderstandsthermometers verfolgt werden. Sobald bei dem Versuch das Widerstandsthermometer keine Temperaturänderung mehr anzeigte, wurde mit der gasthermometrischen Beobachtung begonnen und gleichzeitig, soweit wie möglich, der Dampfdruck gemessen.

Untersucht wurden Wasserstoff, Neon, Stickstoff und Sauerstoff zwischen dem Tripelpunkt und dem Siedepunkt. Beim Neon konnten noch einige Dampfdruckwerte des festen Zustandes gemessen werden.

Die Beobachtungsergebnisse sind in den Zahlentafeln 1 bis 4 aufgeführt, die zugleich die Unterschiede zwischen den beobachteten und den nach den angegebenen Formeln berechneten Drucken enthalten. Auch sind die hieraus sich ergebenden Temperaturdifferenzen eingetragen.

Beim Sauerstoff konnte der Tripelpunkt infolge des geringen Dampfdruckes mit dieser Anordnung nicht erreicht werden. Seine Temperatur wurde später in Verbindung mit Beobachtungen über die Umwandlungspunkte ohne Verwendung des Gasthermometers mit Hilfe des geeichten Widerstandsthermometers ermittelt. Da bei diesen Messungen aber der Sättigungsdruck nicht bestimmt worden ist, wurde die betreffende Zahl (*) den Beobachtungen Justis[1]) entnommen.

Zahlentafel V enthält die normalen Siedetemperaturen, wie sie sich aus den Dampfdruckformeln für $p = 760$ mm $Hg$ ergeben sowie die beobachteten Temperaturen und Drucke an den Tripelpunkten.

1) Henning und Otto, Physik. Zeitschr. **37**, 601, 1936.

1) Justi, Ann. Phys. (5), **10**, 983, 1931.

## Zahlentafel I.

Dampfdrucke des Wasserstoffs.

$\log p = 4{,}80204 + 0{,}0167335 \cdot T - 46{,}1045/T$.

| Datum 1934 | $T$ | $p_{beob}$ mm $Hg$ | $\Delta p = p_{beob} - p_{ber}$ mm $Hg$ | $\Delta t \cdot 10^2$ |
|---|---|---|---|---|
| 26. Juni .... | 20,38 | 759,83 | −0,17 | 0 |
| | 20,37 | 759,73 | +1,96 | +1 |
| | 17,77 | 318,31 | −1,48 | −1 |
| | 17,74 | 315,46 | −0,75 | −1 |
| 6 | 13,99 | 55,46 | +0,43 | +1 |
| | 13,99 | 55,39 | +0,36 | +1 |
| 5. Juli..... | 20,39 | 761,22 | −1,01 | 0 |
| | 20,39 | 761,22 | −1,01 | 0 |
| | 20,39 | 761,08 | −1,15 | −1 |
| | 20,39 | 760,92 | −1,31 | −1 |
| | 19,26 | 537,31 | −0,38 | 0 |
| | 19,25 | 535,98 | +0,03 | 0 |
| | 17,25 | 261,81 | +0,01 | 0 |
| | 17,25 | 262,93 | +1,13 | +1 |
| | 16,05 | 158,54 | +0,75 | +1 |
| | 16,03 | 155,87 | −0,50 | −1 |
| | 13,99 | 55,05 | −0,98 | −3 |
| | 13,95 | 54,11 | +0,35 | +1 |
| | 13,96 | 54,05 | −0,03 | 0 |

## Zahlentafel II.

Dampfdrucke des Neons.

Flüssig:

$\log p = 8{,}746376 - 0{,}0436834 \cdot T - 126{,}780/T$.

Fest:

$\log p = 6{,}789798 + 0{,}0064055 \cdot T - 108{,}931/T$.

| Zustand | Datum 1934 | $T$ | $p_{beob}$ mm $Hg$ | $\Delta p = p_{beob} - p_{ber}$ mm $Hg$ | $\Delta t \cdot 10^2$ |
|---|---|---|---|---|---|
| Flüssig | 24. Jan. | 27,50 | 858,42 | −2,38 | −1 |
| | | 27,49 | 860,75 | +2,40 | +1 |
| | | 27,18 | 779,31 | −5,20 | −2 |
| | | 27,18 | 780,54 | −3,99 | −2 |
| | 31. Jan. | 24,75 | 348,65 | −0,32 | 0 |
| | | 24,76 | 348,55 | −1,73 | −1 |
| | | 25,78 | 502,86 | −1,17 | −1 |
| | | 25,73 | 495,18 | −0,36 | 0 |
| | 14. Febr. | 24,69 | 342,31 | +1,15 | +1 |
| | | 24,68 | 342,02 | +2,15 | +2 |
| | | 24,70 | 343,73 | +1,28 | +1 |
| | | 25,94 | 535,96 | +4,10 | +2 |
| | | 25,94 | 531,06 | −0,80 | 0 |
| | | 25,93 | 526,93 | −3,16 | −2 |
| | | 27,22 | 793,52 | −0,28 | 0 |
| | | 27,22 | 791,27 | −2,53 | −1 |
| Fest .. | 31. Jan. | 22,11 | 101,82 | +0,73 | +1 |
| | | 22,04 | 98,10 | +0,69 | +1 |
| | | 22,07 | 99,68 | +0,71 | +1 |
| | | 23,64 | 214,67 | −0,80 | −1 |
| | | 23,64 | 215,98 | +0,51 | +1 |
| | | 22,70 | 138,51 | +1,57 | +2 |
| | | 22,72 | 139,00 | +0,68 | +1 |
| | 14. Febr. | 22,08 | 98,39 | −1,11 | −2 |
| | | 22,11 | 100,45 | −0,64 | −1 |
| | | 23,55 | 205,40 | −1,23 | −1 |
| | | 23,55 | 206,56 | −0,07 | 0 |

## Zahlentafel III.

Dampfdrucke des Stickstoffs.

$\log p = 7{,}781845 - 0{,}0062649 \cdot T - 341{,}019/T$.

| Datum 1934 | $T$ | $p_{beob}$ mm $Hg$ | $\Delta p = p_{beob} - p_{ber}$ mm $Hg$ | $\Delta t \cdot 10^2$ |
|---|---|---|---|---|
| 6. März..... | 78,07 | 823,26 | −2,67 | −3 |
| | 78,06 | 822,76 | −2,19 | −2 |
| 10. August... | 77,80 | 799,49 | −1,15 | −1 |
| | 77,80 | 799,62 | −1,02 | −1 |
| | 77,07 | 732,75 | −2,50 | −3 |
| | 77,04 | 731,14 | −1,48 | −2 |
| | 77,04 | 731,57 | −1,05 | −1 |
| | 68,63 | 235,50 | −1,19 | −3 |
| | 68,63 | 236,00 | −0,69 | −2 |
| 19. Oktober.. | 78,20 | 839,86 | +1,55 | +2 |
| | 78,19 | 839,83 | +2,51 | +3 |
| | 76,77 | 710,64 | +1,08 | +1 |
| | 76,76 | 711,22 | +2,50 | +3 |
| | 75,36 | 598,60 | +0,77 | +1 |
| | 75,38 | 599,70 | +0,44 | +1 |
| | 72,34 | 403,79 | −0,08 | −0 |
| | 72,34 | 403,97 | +0,10 | +0 |
| | 69,95 | 287,83 | −0,48 | −1 |
| | 69,96 | 289,30 | +0,58 | +1 |
| | 69,93 | 286,85 | −0,62 | −1 |
| 20. Oktober.. | 69,49 | 269,81 | +0,41 | +1 |
| | 69,50 | 269,93 | +0,43 | +1 |
| | 65,90 | 152,88 | −0,26 | −1 |
| | 65,92 | 153,65 | 0 | 0 |
| | 65,92 | 153,53 | −0,12 | −0 |

## Zahlentafel IV.

Dampfdrucke des Sauerstoffs.

$\log p = 7{,}86224 - 0{,}0049832 \cdot T - 408{,}740/T$.

| Datum 1934 | $T$ | $p_{beob}$ mm $Hg$ | $\Delta p = p_{beob} - p_{ber}$ mm $Hg$ | $\Delta t \cdot 10^2$ |
|---|---|---|---|---|
| 9. Mai ..... | 78,38 | 180,20 | −0,44 | −2 |
| | 78,36 | 179,38 | −0,75 | −3 |
| 7. November | 89,94 | 739,80 | −0,60 | −1 |
| | 89,94 | 739,90 | −0,50 | −1 |
| | 88,41 | 628,02 | −0,68 | −1 |
| | 88,42 | 629,13 | −0,25 | 0 |
| | 88,39 | 626,31 | −1,02 | −2 |
| | 86,31 | 496,13 | −0,94 | −2 |
| | 86,30 | 495,72 | −0,78 | −1 |
| | 83,97 | 376,42 | −0,38 | −1 |
| | 83,96 | 376,46 | +0,12 | 0 |
| | 80,64 | 246,69 | +0,26 | +1 |
| | 80,65 | 247,01 | +0,25 | +1 |
| 22. November | 77,73 | 165,06 | +0,46 | +2 |
| | 77,73 | 165,22 | +0,62 | +3 |
| | 70,91 | 55,80 | +0,25 | +2 |
| | 70,90 | 55,67 | +0,22 | +2 |
| | 66,70 | 25,24 | +0,02 | +0 |
| | 66,69 | 25,17 | 0 | 0 |

## Zahlentafel V. Fixpunkte im Temperaturbereich von 14° bis 90° abs.

| Gas | Normaler Siedepunkt | | Tripelpunkt | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | $t$ | $T$ | $t$ | $T$ | $p$ mm $Hg$ |
| $H_2$ | −252,780 | 20,380 | −259,20 | 13,96 | 54,1 |
| $Ne$ | −246,087 | 27,073 | −248,60 | 24,56 | 325 |
| $N_2$ | −195,808 | 77,352 | −210,02 | 63,14 | 94,6 |
| $O_2$ | −182,970 | 90,190 | −218,83 | 54,33 | 1,2* |

Zahlentafel VI. Wasserstoff.

| Normaler Siedepunkt | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $t$ | $T$ | $T$ reduziert auf $T_0 = 273{,}16°$ | $T_0$ | Beobachter | Jahr | Art der Temperaturmessung |
| −252,76 | 20,33 | 20,34 | 273,09 | K. Onnes und Keesom[1]) | 1913 | *Pt*-Thermometer, angeschlossen an das $H_2$-Gasthermometer |
| −252,754 | 20,336 | 20,341 | 273,09 | K. Onnes und Keesom[1]) | 1913 | Korrigiert 1931 durch Keesom, Bijl und v. d. Horst[8]) |
| −252,79 | 20,31 | 20,32 | 273,10 | Henning[2]) | 1914 | *He*-Gasthermometer |
| −252,70 | 20,39 | 20,40 | 273,09 | Cath und K. Onnes[3]) | 1917 | *He*-Gasthermometer |
| −252,729 | 20,361 | 20,37 | 273,09 | Cath und K. Onnes[3]) | 1917 | Korrigiert 1931 durch Keesom, Bijl und v. d. Horst[8]) |
| −252,77 | 20,43 | 20,43 | 273,20 | Henning und Heuse[4]) | 1921 | *He*-Gasthermometer |
| −252,74 | 20,35 | 20,36 | 273,09 | Palacios und K. Onnes[5]) | 1922 | *Pt*-Thermometer, angeschlossen an das *He*-Gasthermometer |
| −252,769 | 20,321 | 20,33 | 273,09 | Palacios u. K. Onnes[5]) | 1922 | Korrigiert 1931 durch Keesom, Bijl und v. d. Horst[8]) |
| −252,789 | 20,411 | 20,408 | 273,20 | Henning und Heuse[6]) | 1924 | *He*-Gasthermometer |
| −252,77 | 20,43 | 20,43 | 273,20 | Henning[7]) | 1927 | *Pt*-Thermometer, angeschlossen an das *He*-Gasthermometer |
| −252,754 | 20,336 | 20,34 | 273,09 | Keesom, Bijl und v. d. Horst[8]) | 1931 | *He*-Gasthermometer |
| −252,789 | 20,380<br>20,38 | 20,380 | 273,16 | Heuse und Otto[9])<br>Brickwedde u. Mitarb.[10]) | 1931<br>1934 | *He*-Gasthermometer<br>$H_2$-Dampfdruckthermometer und *Pt*-Thermometer, angeschlossen an die Leidener Temperatur-Skala |

| Tripelpunkt | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $t$ | $T$ | $T$ reduziert auf $T_0 = 273{,}16°$ | $p$ mm $Hg$ | $T_0$ | Beobachter | Jahr | Art der Temperaturmessung |
| | | | 53,82 | | K. Onnes u. Braak[11]) | 1906 | |
| −259,14 | 13,95 | 13,95 | 50,7 | 273,09 | K. Onnes u. Keesom[1]) | 1913 | *Pt*-Gasthermometer, angeschlossen an das $H_2$-Gasthermometer |
| | | | 51,4 | | K. Onnes u. Keesom[1]) | 1913 | Extrapolation der Dampfdruckformel |
| −259,16 | 13,93 | 13,93 | 53,8 | 273,09 | Simon und Lange[12]) | 1923 | $H_2$-Dampfdruck-Thermometer im Anschluß an die Leidener Temperaturskala |
| −259,18 | 14,02 | 14,02 | 54,86 | 273,20 | Henning[7]) | 1927 | *Pt*-Thermometer, angeschlossen an das *He*-Thermometer |
| | 13,92 | | 53,7 | | Giauque, Johnston und Kelley[13]) | 1927 | *Cu*-Konstant.-Thermoelement, angeschlossen an die Leidener Temperaturskala |
| | | | 53,9 | | Bonhoeffer und Harteck[14]) | 1929 | |
| | 14,0 | | 54 | | Brickwedde u. Mitarbeiter[10]) | 1934 | $H_2$-Dampfdruck-Thermometer, angeschlossen an die Leidener Temperaturskala |
| | 13,92 | | 54 | | Scott u. Mitarbeiter[15]) | 1934 | *Pt*-Thermometer, angeschlossen an die Leidener Temperaturskala |
| −259,20 | 13,96 | 13,96 | 54,1 | 273,16 | Henning und Otto | 1936 | *He*-Gasthermometer |

1) K. Onnes und Keesom, Comm. Leiden 137a, 1913. — 2) Henning, Zeitschr. f. Instr.-Kde. **35**, 174, 1915. — 3) Cath und K. Onnes, Comm. Leiden 152a, 1917. — 4) Henning und Heuse, Zeitschr. f. Phys. **5**, 286, 1921. — 5) Palacios Martinez und K. Onnes, Comm. Leiden 156b, 1922. — 6) Henning und Heuse, Zeitschr. f. Phys. **23**, 105, 1924. — 7) Henning, Zeitschr. f. Phys. **40**, 775, 1927. — 8) Keesom, Bijl und v. d. Horst, Comm. Leiden 217a, 1931. — 9) Heuse und Otto, Ann. d. Phys. (5) **9**, 486, 1931. — 10) Brickwedde, Scott, Urey und Wahl, Phys. Rev. (2) **45**, 565, 1934. — 11) K. Onnes und Braak, Comm. Leiden 95e, 1906. — 12) Simon, Zeitschr. f. Phys. **15**, 307, 1923. — 13) Giauque, Johnston und Kelley, Journ. Amer. Chem. Soc. **49**, 2367, 1927. — 14) Bonhoeffer und Harteck, Zeitschr. f. phys. Chem. (B) **4**, 113, 1929. — 15) Scott, Brickwedde, Urey und Wahl, Journ. chem. Phys. **2**, 454, 1934.

## Zahlentafel VII.

### Neon.

| Normaler Siedepunkt | | | $T_0$ | Beobachter | Jahr | Art der Temperaturmessung |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $t$ | $T$ | $T$ reduziert auf $T_0 = 273{,}16°$ | | | | |
| −245,92 | 27,17 | 27,18 | 273,09 | K. Onnes u. Crommelin[1]) | 1915 | *He*-Gasthermometer |
| −246,087 | 27,073 | 27,07 | 273,16 | Henning und Otto | 1936 | *He*-Gasthermometer |

| Tripelpunkt | | | | $T_0$ | Beobachter | Jahr | Art der Temperaturmessung |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $t$ | $T$ | $T$ reduziert auf $T_0 = 273{,}16°$ | $p$ mm $Hg$ | | | | |
| −248,67 | 24,42 | 24,43 | 323,5 | 273,09 | K. Onnes u. Crommelin[1]) | 1915 | *He*-Gasthermometer |
| −248,52 | 24,57 | 24,58 | 323,5 | 273,09 | Crommelin und Gibson[2]) | 1927 | *Pt*-Thermometer |
| | 24,59 | | | | Clusius[3]) | 1929 | Auf kalorimetrischem Wege (Temperaturskala im Anschluß an die Messungen von Crommelin u. Gibson) |
| | 24,55 | | | | Clusius[4]) | 1936 | Ohne nähere Angaben |
| −248,60 | 24,56 | 24,56 | 325 | 273,16 | Henning und Otto | 1936 | *He*-Gasthermometer |

1) K. Onnes und Crommelin, Comm. Leiden 147d, 1915. — 2) Crommelin und Gibson, Comm. Leiden 185b, 1927. — 3) Clusius, Zeitschr. f. phys. Chem. (B) **4**, 1, 1929. — 4) Clusius, Zeitschr. f. phys. Chem. (B) **31**, 459, 1936.

## Zahlentafel VIII.

### Stickstoff.

| Normaler Siedepunkt | | | $T_0$ | Beobachter | Jahr | Art der Temperaturmessung |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $t$ | $T$ | $T$ reduziert auf $T_0 = 273{,}16°$ | | | | |
| −195,67 | 77,37 | 77,41 | 273,04 | Fischer und Alt[1]) | 1902 | $H_2$-Gasthermometer |
| −195,78 | 77,31 | 77,33 | 273,09 | Cath[2]) | 1918 | *He*-Gasthermometer |
| −195,813 | 77,387 | 77,38 | 273,20 | Henning und Heuse[3]) | 1924 | *He*-Gasthermometer |
| −195,81 | 77,39 | 77,38 | 273,20 | Henning[4]) | 1927 | *Pt*-Thermometer, angeschlossen an das *He*-Gasthermometer |
| −195,78 | 77,35 | 77,36 | 273,13 | Dodge und Davies[5]) | 1927 | *Cu*-Konstant.-Thermoelement, angeschlossen an die internationale Temperaturskala |
| −195,814 | 77,346 | 77,346 | 273,16 | Heuse und Otto[6]) | 1932 | *He*-Gasthermometer |
| | 77,32 | | | Giauque und Clayton[7]) | 1933 | *Cu*-Konstant.-Thermoelement, angeschlossen an das $H_2$-Gasthermometer |
| | 77,4 | | | Aoyama und Kanda[8]) | 1935 | *Cu*-Konstant.-Thermoelement |
| −195,808 | 77,352 | 77,352 | 273,16 | Henning und Otto | 1936 | *He*-Gasthermometer |

1) Fischer und Alt, Ann. Phys. (4) **9**, 1149, 1902. — 2) Cath, Comm. Leiden 152d, 1918. — 3) Henning und Heuse, Zeitschr. f. Phys. **23**, 105, 1924. — 4) Henning, Zeitschr. f. Phys. 40, 775, 1927. — 5) Dodge und Davies, Journ. Amer. Chem. Soc. **49**, 610, 1927. — 6) Heuse und Otto, Ann. Phys. (5) **14**, 185, 1932. — 7) Giauque und Clayton, Journ. Amer. Chem. Soc. **55**, 4875, 1933. — 8) Aoyama und Kanda, Sc. Reports Tôhoku Univ. (1) **24**, 107, 1935.

Zahlentafel VIII. Stickstoff (Fortsetzung).

| Tripelpunkt | | | | $T_0$ | Beobachter | Jahr | Art der Temperaturmessung |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $t$ | $T$ | $T$ reduziert auf $T_0 = 273{,}16°$ | $p$ mm $Hg$ | | | | |
| −209,93 | 63,17 | 63,13 | 94 | 273,10 | von Siemens[1]) | 1913 | *Pt*-Thermometer, angeschlossen an die Leidener Temperaturskala |
| | 63,1 | | | | Eucken[2]) | 1915 | *Pb*-Thermometer nach Tabelle von Eucken u. Schwers |
| −210,03 | 63,06 | 63,08 | | 273,09 | Keesom und K. Onnes[3]) | 1916 | *Au*-Thermometer, angeschlossen an geeichtes *Pt*-Thermometer |
| −209,86 | 63,23 | 63,25 | 96,4 | 273,09 | Cath[4]) | 1918 | *He*-Gasthermometer (Schnittpunktsmethode) |
| −210,08 | 63,12 | 63,11 | 92,89 | 273,20 | Henning[5]) | 1927 | *Pt*-Thermometer, angeschlossen an das *He*-Thermometer |
| | 63,08 | | | | Clusius[6]) | 1929 | *Pb*-Thermometer, Tabelle von Eucken u. Schwers |
| −210,07 | 63,09 | 63,09 | 93,91 | 273,16 | Justi[7]) | 1931 | *Pt*-Thermometer |
| | 63,14 | | 94,01 | | Giauque und Clayton[8]) | 1933 | *Cu*-Konstant.-Thermoelement, angeschlossen an das $H_2$-Thermometer |
| | 63,1 | | | | Aoyama und Kanda[9]) | 1935 | *Cu*-Konstant.-Thermoelement |
| −210,015 | 63,145 | 63,145 | 94,6 | 273,16 | Henning und Otto | 1936 | *He*-Gasthermometer |

1) v. Siemens, Ann. Phys. (4) **42**, 871, 1913. — 2) Eucken, Verhandlg. d. Phys. Ges. **18**, 4, 1916. — 3) Keesom und K. Onnes, Comm. Leiden 149a, 1916. — 4) Siehe Fußnote 2, Zahlentafel VIII, S. 636. — 5) Siehe Fußnote 4, Zahlentafel VIII, S. 636. — 6) Clusius, Zeitschr. f. phys. Chem. (B) **3**, 41, 1929. — 7) Justi, Ann. Phys. (5) **10**, 983, 1931. — 8) Siehe Fußnote 7, Zahlentafel VIII, S. 636. — 9) Siehe Fußnote 8, Zahlentafel VIII, S. 636.

Zahlentafel IX. Sauerstoff.

| Normaler Siedepunkt | | | $T_0$ | Beobachter | Jahr | Art der Temperaturmessung |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $t$ | $T$ | $T$ reduziert auf $T_0 = 273{,}16°$ | | | | |
| −182,986 | 90,104 | 90,124 | 273,10 | K. Onnes und Braak[1]) | 1908 | *Pt*-Thermometer, angeschlossen an das $H_2$-Gasthermometer |
| −182,970 | 90,120 | 90,143 | 273,09 | K. Onnes und Braak[1]) | 1908 | Korrigiert 1929 durch Keesom, v. d. Horst und Jansen[8]) |
| −182,966 | 90,134 | 90,154 | 273,10 | Henning[2]) | 1914 | $H_2$-Gasthermometer |
| −182,95 | 90,14 | 90,16 | 273,09 | Cath[3]) | 1918 | *He*-Gasthermometer |
| −182,954 | 90,134 | 90,157 | 273,09 | Cath[3]) | 1918 | Korrigiert 1929 durch Keesom, v. d. Horst und Jansen[8]) |
| −182,94 | | | | Keyes, Townshend und Young[4]) | 1922 | *Pt*-Thermometer, angeschlossen an das $H_2$-Gasthermometer |
| −183,004 | 90,196 | 90,183 | 273,20 | Henning und Heuse[5]) | 1924 | *He*-Gasthermometer |
| −182,99 | 90,21 | 90,20 | 273,20 | Henning[6]) | 1926 | *Pt*-Thermometer, angeschlossen an das *He*-Gasthermometer |
| −182,99 | 90,14 | 90,15 | 273,13 | Dodge und Davies[7]) | 1927 | Angeschlossen an die Leidener Temperaturskala |
| −183,077 | 90,113 | 90,136 | 273,09 | Keesom, v. d. Horst und Jansen[8]) | 1929 | *He*-Gasthermometer |
| −182,962 | 90,198 | 90,198 | 273,16 | Heuse und Otto[9]) | 1931 | *He*-Gasthermometer |
| −182,965 | 90,195 | 90,195 | 273,16 | Heuse und Otto[10]) | 1932 | *He*-Gasthermometer |
| −182,983 | 90,161 | 90,166 | 273,144 | Keesom und Dammers[11]) | 1935 | *He*-Gasthermometer u. frühere Versuche neu berechnet |

1) K. Onnes und Braak, Comm. Leiden 107a, 1908. — 2) Henning, Ann. d. Phys. (4) **43**, 282, 1914. — 3) Cath, Comm. Leiden 152d, 1918. — 4) Keyes, Townshend und Young, Journ. of Math. and Phys., Mass. Inst. of Techn. **1**, 243, 1922. — 5) Henning und Heuse, Zeitschr. f. Phys. **23**, 105, 1924. — 6) Henning, Zeitschr. f. Phys. **40**, 775, 1927. — 7) Dodge und Davies, Journ. Amer. Chem. Soc. **49**, 610, 1927. — 8) Keesom, v. d. Horst und Jansen, Comm. Leiden 203b, 1929. — 9) Heuse und Otto, Ann. Phys. (5) **9**, 486, 1931. — 10) Heuse und Otto, Ann. Phys. (5) **14**, 185, 1932. — 11) Keesom und Dammers, Physica **2**, 1051, 1935.

Zahlentafel IX. Sauerstoff (Fortsetzung).

| Tripelpunkt | | | | $T_0$ | Beobachter | Jahr | Art der Temperaturmessung |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $t$ | $T$ | $T$ reduziert auf $T_0 = 273{,}16°$ | $p$ mm $Hg$ | | | | |
| −218,4 | 54,7 | 54,7 | 2 | 273,10 | K. Onnes und Crommelin[1]) | 1911 | *Pt*-Thermometer, angeschlossen an das $H_2$-Gasthermometer |
| | 54,1 | | | | Eucken[2]) | 1915 | *Pt*-Thermometer, angeschlossen an die Leidener Temperaturskala mit Hilfe der Tabellen von Eucken u. Schwers |
| | 54,39 | | | | Giauque und Johnston[3]) | 1929 | *Cu*-Konstant.-Thermoelement, angeschlossen an das $H_2$-Gasthermometer |
| −219,1 | 54,1 | 54,1 | | 273,2 | Clusius[4]) | 1929 | *Pb*-Thermometer, angeschlossen an die Leidener Temperatur-Skala durch Tabellen von Eucken u. Schwers |
| −218,92 | 54,24 | 54,24 | 1,2 | 273,16 | Justi[5]) | 1931 | *Pt*-Thermometer, durch Vergleich mit einem geeichten *Pt*-Thermometer am $O_2$- und $H_2$-Punkt |
| | 54,40 | | | | Aoyama u. Kanda[6]) | 1935 | *Cu*-Konstant.-Thermoelement |
| | 54,325 | | | | Lisman und Keesom[7]) | 1935 | Extrapolation der Schmelzkurve |
| −218,83 | 54,33 | 54,33 | | 273,16 | Henning und Otto | 1936 | *He*-Gasthermometer |

1) K. Onnes und Crommelin, Comm. Leiden 121c, 1911. — 2) Eucken, Verhandlg. d. D. Phys. Ges. **18**, 4, 1916. — 3) Giauque und Johnston, Journ. Amer. Chem. Soc. **51**, 2300, 1929. — 4) Clusius, Zeitschr. f. phys. Chem. (B) **3**, 41, 1929. — 5) Justi, Ann. Phys. (5) **10**, 983, 1931. — 6) Aoyama und Kanda, Sc. Reports Tôhoku Univ. (1) **24**, 107, 1935. — 7) Lisman und Keesom, Physica **2**, 836, 901, 1935.

In den Zahlentafeln VI bis IX sind die in der Reichsanstalt ermittelten Werte für die normalen Siedepunkte und Tripelpunkte mit denen anderer Beobachter zusammengestellt. Um den Vergleich durchführen zu können, war es nötig, die Temperaturangaben auf eine gemeinsame Grundlage zu reduzieren. Da alle Autoren praktisch die gleichen Unterschiede zwischen der gasthermometrischen und der thermodynamischen Temperaturskala annehmen, so war bei der Reduktion lediglich die von den einzelnen Autoren verwendete absolute Temperatur des Eispunktes zu berücksichtigen. Die Temperaturangaben zweier Autoren A und B müssen hiernach in der Beziehung

$$T_B - T_A = \frac{T_A}{T_{0B}} (T_{0B} - T_{0A})$$

stehen. Als Bezugswert wurde $T_{0A} = 273{,}16°$ verwendet. Durch diese Reduktion wird ersichtlich, daß die teilweise gute Übereinstimmung der Temperaturangaben in der Celsiusskala nur eine scheinbare ist. Während z. B. die 1929 von Keesom, v. d. Horst und Jansen mitgeteilte Zahl für den Sauerstoffsiedepunkt nur 0,015° tiefer liegt als die entsprechende Zahl von Heuse und Otto aus dem Jahr 1931, ergibt sich durch die Reduktion ein Unterschied von mehr als 0,06°. Glücklicherweise nähern sich die reduzierten Temperaturen für den normalen Sauerstoffsiedepunkt nach den neuesten Messungen von Keesom und Dammers vom Jahre 1935 denen der Reichsanstalt auf etwa 0,03°.

Ähnlich liegen die Verhältnisse beim Wasserstoff. Beim Neon und bei den Tripelpunkten der untersuchten Gase ist jedoch die Übereinstimmung teilweise noch recht unbefriedigend.

Charlottenburg, 8. Juli 1936.

(Eingegangen 11. Juli 1936.)

## Das Platinwiderstandsthermometer als sekundäres Temperaturnormal zwischen 14° und 90° abs.

Von F. Henning und J. Otto.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Um das Platinwiderstandsthermometer im Temperaturgebiet zwischen 14° und 90° abs. als sekundäres Normal verwenden zu können, sind für die Eichung des Instrumentes nach der früher angegebenen Formel[1]) fünf Fixpunkte erforderlich. In der vorstehenden Abhandlung[2]) sind für dieses Bereich 8 Fixpunkte angegeben, die indessen auf das Temperaturgebiet recht ungleichmäßig verteilt sind. Insbesondere erscheint es erwünscht, einen Fixpunkt zwischen 27° und 54° abs. zur Verfügung zu haben. Deshalb wurde untersucht, ob der in der Nähe von 44° abs. gelegene $\beta$-$\gamma$-Umwandlungspunkt des Sauerstoffs als thermometrischer Fixpunkt in Frage kommt.

Die bisher vorliegenden Messungen über diesen Punkt haben beträchtlich voneinander abweichende Temperaturen[3]) ergeben. Wir haben, indem wir das Platinthermometer PTR 205 in ein Gefäß festen Sauerstoffs eintauchen ließen, in Übereinstimmung mit Justi[4]) festgestellt, daß die Abkühlungskurve keinen eindeutigen Gleichgewichtszustand aufweist. Die nach der Unterkühlung wieder erreichte höchste Temperatur lag um so niedriger, je tiefer die $\gamma$-Phase unterkühlt war. Dagegen stellte sich bei der Erwärmung jedesmal eine eindeutige Gleichgewichtstemperatur ein, die ohne Schwierigkeit für 15 Minuten und länger konstant gehalten werden konnte. Die zugehörige Temperatur ergab sich durch Messung mit dem geeichten Platinwiderstandsthermometer aus zahlreichen Versuchen zu 43,76° abs. Über Einzelheiten dieser Versuche, die noch nicht abgeschlossen sind und bei denen auch der Einfluß von Verunreinigungen des Sauerstoffs untersucht worden ist, wird noch später berichtet werden.

Für die Eichung des Widerstandsthermometers sind unbedingt erforderlich:

1. Der normale Siedepunkt des Sauerstoffs wegen des Anschlusses an die gesetzliche (bzw. internationale) Temperaturskala.
2. Der Tripelpunkt des Wasserstoffs als untere Grenze des Temperaturbereichs.
3. Der normale Siedepunkt des Wasserstoffs, der besonders gut bekannt und leicht erreichbar ist.

Von den sonst noch verfügbaren Punkten liegen am günstigsten:

4. Der Tripelpunkt des Stickstoffs und
5. Der $\beta$-$\gamma$-Umwandlungspunkt des Sauerstoffs.

Es ist aber zu bemerken, daß für die Eichung eines Widerstandsthermometers am Tripelpunkt des Stickstoffs und besonders am $\beta$-$\gamma$-Umwandlungspunkt des Sauerstoffs eine umfassende Versuchsanordnung benötigt wird, die nur wenigen Laboratorien zur Verfügung stehen dürfte. Man wird deshalb bemüht sein, Interpolationsformeln mit weniger Konstanten aufzufinden, die mit genügender Genauigkeit die Differenz der Widerstandsverhältnisse zweier Platinthermometer in Abhängigkeit von der Temperatur zur Darstellung bringt. Liegt dann für ein Thermometer, wie es für PTR 205 der Fall ist, eine vollständige Tabelle für das Widerstandsverhältnis in Abhängigkeit von der Temperatur vor, so können aus den Angaben eines zweiten Instrumentes die Temperaturen leicht berechnet werden.

### Reduktion der Widerstandsverhältnisse $r_t = R_t/R_0$ verschiedener Platinthermometer aufeinander.

Erfahrungsgemäß zeigt die Differenz der Widerstandsverhältnisse $\Delta r_t = \Delta\,(R_t/R_0)$ zweier Platinthermometer in Abhängigkeit von der Temperatur ein Maximum zwischen $T = 30°$ und 50° abs., so daß zur Darstellung dieser Differenzen $\Delta r_t$ eine lineare Formel bezüglich $t$ nicht zum Ziele führen kann. Die früher für das Gebiet von 20° bis 90° abs. vorgeschlagene Formel[1])

$$\Delta r_t = (T - 273)\left[A + \frac{B}{T + 10}\right] \qquad (1)$$

wurde auch jetzt wieder erprobt. Sie würde bei strenger Gültigkeit die Möglichkeit bieten, ein beliebiges Platinthermometer, für das die Widerstandsverhältnisse $r_t = R_t/R_0$ bei nur zwei Temperaturen (normale Siedepunkte von Sauerstoff und Wasserstoff) bekannt sind, zur Temperaturmessung zu verwenden, wenn man die Widerstandstabelle für ein Normthermometer zu Hilfe nimmt.

Es hat sich gezeigt, daß sogar bei Thermometern, deren Widerstandsverhältnisse beträchtlich voneinander abweichen (PTR 205 und

1) Henning und Otto, Zeitschr. f. d. ges. Kälte-Ind. **39**, 86, 1932.

2) Vgl. S. 634.

3) $\beta$-$\gamma$-Umwandlungspunkt des Sauerstoffs.

| Beobachter | Beob. Jahr | $T$ |
|---|---|---|
| Eucken | 1916 | 42,5 |
| Clusius | 1929 | 43,5 |
| Giauque und Johnston | 1929 | 43,76 |
| Aoyama und Kanda | 1925 | 43,70 |

4) Justi, Berliner Berichte 1934, S. 237.

1) Henning, Naturwiss. **16**, 617, 1928.

Zahlentafel I.

Vergleichung von Widerstandsthermometern nach der Formel 1.

| $T$ | $R_t/R_0 \cdot 10^3$ | | | | | $(\Delta r_t)_{beob} - (\Delta r_t)_{ber}$ ausgedrückt in | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | B. o. St. [1] | Leiden [2] | PTR 203 [3] | PTR 204 [3] | PTR 205 | PTR 205 – B. o. St. $K_2$ | Leiden 23′ – PTR 205 | Leiden 23′ – B. o. St. $K_2$ | PTR 205 – PTR 204 | PTR 203 – PTR 205 |
| | | | | | | gültig für $A =$ | | | | |
| | | | | | | −1,005901 | −2,11537 | −3,121273 | −0,195344 | −14,8273 |
| | | | | | | und $B =$ | | | | |
| | | | | | | +1,68296 | +17,5481 | +19,2311 | −1,230602 | +70,7058 |
| 14 | 340,0 | 922,3 | 3652 | 518,7 | 570,1 | −0,41 | −0,21 | −0,62 | −0,41 | +0,14 |
| 20 | 642,3 | 1269,8 | 4038 | 822,8 | 882,6 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 25 | 1149,3 | 1803 | | 1327,7 | 1398,5 | +0,09 | +0,03 | +0,12 | +0,10 | |
| 30 | 1943,2 | 2666 | 5505 | 2118,3 | 2198,6 | +0,11 | 0 | +0,13 | +0,13 | +0,71 |
| 35 | 3032,6 | 3705 | | 3206 | 3292,3 | +0,12 | +0,01 | +0,12 | +0,13 | |
| 40 | 4393,9 | 5065 | 7985 | 4566 | 4654,5 | +0,11 | 0 | +0,11 | +0,13 | +0,69 |
| 45 | 5986,9 | 6666 | | 6154 | 6241,3 | +0,10 | +0,04 | +0,14 | +0,11 | |
| 50 | 7759,4 | 8434 | 11244 | 7921 | 8004,5 | +0,07 | +0,06 | +0,14 | +0,10 | +0,53 |
| 55 | 9604,3 | 10320 | | 9821 | 9900,2 | +0,06 | +0,05 | +0,10 | +0,08 | |
| 60 | 11667 | 12303 | 14982 | 11818 | 11892 | +0,04 | +0,03 | +0,07 | +0,07 | +0,36 |
| 65 | 13743 | 14352 | | 13883 | 13951 | +0,01 | +0,02 | +0,03 | +0,06 | |
| 70 | 15866 | 16443 | 18976 | 15993 | 16055 | −0,03 | +0,01 | −0,02 | +0,04 | +0,21 |
| 75 | 18012 | 18503 | | 18133 | 18189 | −0,04 | −0,01 | −0,05 | +0,03 | |
| 80 | 20165 | 20702 | 23090 | 20290 | 20340 | −0,04 | −0,02 | −0,06 | +0,02 | +0,09 |
| 85 | 22323 | 22854 | | 22457 | 22500 | −0,02 | −0,02 | −0,04 | +0,01 | |
| 90 | 24483 | 25019 | 27248 | 24626 | 24664 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |

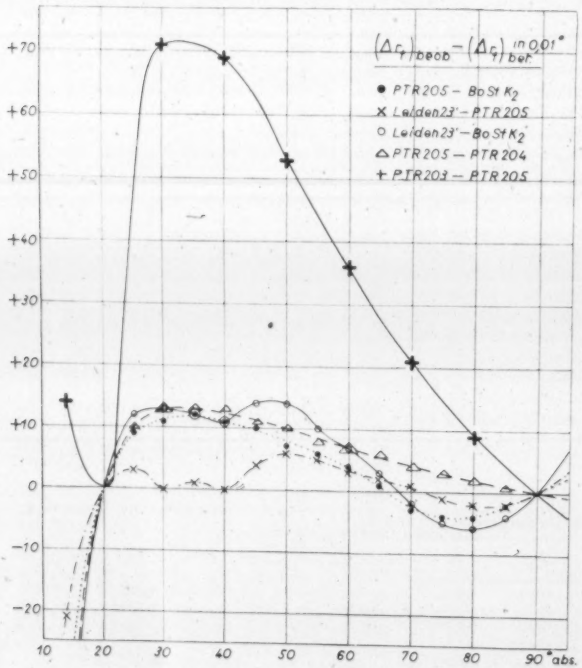



Abb. 1. Abweichung der Gleichung (1) von der Beobachtung.

1) Southard und Milner, Journ. Amer. Chem. Soc. **55**, 4384, 1933. — 2) K. Onnes und Tuyn, Comm. Leiden, Suppl. 58, 1926. — 3) Henning und Otto, Zeitschr. f. d. ges. Kälte-Ind. **30**, 86, 1932; Actes du VI. Congr. Intern. du Froid. Buenos Aires Bd. IIb, 1935.

Leiden *Pt* 23′ 1915), die Formel die Beobachtungen befriedigend (größte Abweichung 0,06°) wiedergibt. Dagegen ergab die Formel bei Platinthermometern, die sich in ihrem Widerstandsverhältnis $r$, nicht sehr stark unterscheiden, Abweichungen bis zu 0,14°. Bei einem Thermometer von besonders hohem Widerstandsverhältnis (PTR 203), das wesentlich außerhalb der für die internationale Skala zulässigen Grenzen liegt, versagte Formel (1) vollständig.

Für eine Reihe von Widerstandsthermometern sind in der Zahlentafel 1 und in der Abbildung die Abweichungen der Formel von den Beobachtungen zur Darstellung gebracht worden.

Es wird vermutet, daß die Formel um so brauchbarer wird, je reiner das verwendete Platin ist oder je ähnlicher die Verunreinigungen der miteinander verglichenen Platindrähte sind. Auch die Versuche von Southard und Milner[1]) scheinen diese Auffassungen zu bestätigen. Sie finden bei ihren Thermometern $K_2$ und $K_{25}$, deren Widerstandsverhältnisse sich nur wenig unterscheiden und demselben Drahtvorrat entstammen dürften, eine gute Bestätigung der Formel (Abweichungen nicht größer als 0,01°).

Der rein empirische Charakter der Formel kommt darin zum Ausdruck, daß sie im Gebiet unterhalb 20° abs. vollkommen versagt.

Da in letzter Zeit die Zahl der Laboratorien, welche auf dem Gebiet tiefer Temperaturen arbeiten, im Steigen begriffen ist, und da es nicht durchführbar sein dürfte, daß überall fundamentale Temperaturmessungen angestellt werden können, so erscheint es als notwendig, die Herstellung zuverlässiger sekundärer Temperaturmeßgeräte zu ermöglichen, deren Angaben dieselbe Temperaturskala zugrunde liegt. Dieses Ziel dürfte dadurch erreicht werden können, daß von einer Zentralstelle aus, die einen größeren Vorrat von Platindraht derselben und wohlbekannten Beschaffenheit besitzt, Drahtstücke zur Herstellung von Widerstandsthermometern an die interessierten Laboratorien abgegeben werden. Es ist zu erwarten, daß für solche Thermometer dann die oben angegebene Interpolationsformel für die Unterschiede der Widerstandsverhältnisse zwischen 20° und 90° abs. mit genügender Genauigkeit anwendbar ist, besonders wenn bestimmte Richtlinien für die Vorbehandlung der Thermometer eingehalten werden.

Die Physikalisch-Technische Reichsanstalt wird in Kürze in der Lage sein, Platindrähte für den genannten Zweck abzugeben.

1) Southard und Milner, Journ. Amer. Chem. Soc. **55**, 4384, 1933.

Charlottenburg, 8. Juli 1936.

(Eingegangen 11. Juli 1936.)

## Wärmeleitung von Gasen bei freier Konvektion.

Von Werner Weizsäcker.

Es ist bekannt, daß die Wärmeübertragung sich aus drei Komponenten zusammensetzt: der reinen Leitung im gaskinetischen Sinne, der Konvektion und der Strahlung. Während reine Leitung und Strahlung allein auftreten können, ist dies bei der Konvektion nicht der Fall. Das Zustandekommen letzterer ist an die Ausbildung eines Temperaturfeldes gebunden, das durch die Leitung bedingt ist. Gerade dieses Ineinandergreifen beider Erscheinungen erschwert meistens die Bestimmung der reinen Leitung.

Wenn im folgenden bei der Besprechung der Versuchsergebnisse eine Trennung zwischen Leitung und Konvektion gemacht wird, so ist das nur systematischer Natur, um einen leichteren Überblick über den Anteil der Konvektion am Gesamtwärmeübergang zu gewinnen.

Aus den Gesetzmäßigkeiten der kinetischen Gastheorie der reinen Leitung kennt man das Verhalten gegenüber Temperatur und Druck. Es fragt sich nun, ob es möglich ist, unter Zugrundelegung dieser Erkenntnisse aus der Gesamtwärmeabfuhr durch ein Gas Aufschlüsse über die Konvektion zu erhalten.

### Beschreibung der Apparatur.

Da die Art und die Ausbildung jeder Strömung von Gefäßform- und -größe bedingt ist, wurde auf möglichst einfache Gefäßformen Wert gelegt; für das Experiment am zweckmäßigsten erschien die Verwendung eines Zylinders.

Bei allen Messungen war der Heizkörper in der aus Fig. 1 ersichtlichen Weise im Zylinder angebracht. Er befand sich in der Zylinderachse, in gleichem Abstand von den Enden des Zylinders und bestand aus einer Heizwicklung temperaturunabhängigen Widerstandsdrahtes. Zur gleichmäßigeren Annahme der jeweils sich bei einem konstanten Heizstrom ausbildenden Temperatur war diese Wicklung selbst mit einem Kupfermantel von 4,7 mm innerem und 5,7 mm äußerem Durchmesser überzogen. Dieser 4,5 cm lange Kupferkörper saß sehr eng auf dem Heizdraht auf, so daß für guten Wärmeübergang gesorgt war. Wicklungen sowie Kupferkörper waren auf einem dünnen Glasröhrchen befestigt. Die Temperatur des Heizkörpers wurde mit einem Thermoelement gemessen. Ebenso wurde die Temperatur des zu untersuchenden Gases mit möglichst trägheitslosem Thermoelement ermittelt, das mit Hilfe des Schliffes $a$, bei konst. $r$,

um den Heizkörper herumgeführt werden konnte.

Da die Temperaturunterschiede des Heizkörpers gegen Außenwand nie mehr als 15° C betrugen, war es notwendig, die ganze Anordnung in ein konstantes Temperaturbad zu bringen. Dies

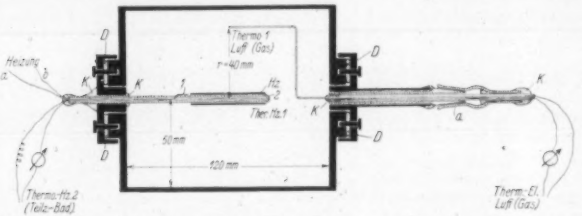



Fig. 1. *a*, *b* Heizungszuleitungen (1, 2 Leitung durch den Glasstab), *D* Gummidichtungsring, *K* Pizeindichtungsstellen, *a* Schliff.

wurde mit Hilfe eines sich selbst regulierenden Thermostaten erreicht, der mit einer Genauigkeit von $\pm {}^{3}/_{1000}°$ auf beliebig lange Zeit arbeitete.

### Das Temperaturfeld um den Heizkörper.

Um für die Messungen ein Vergleichsfeld zu haben, wurde das zu Hilfe gezogen, was sich aus den Betrachtungen der reinen Leitung (ohne Strömung) ergibt.

Bei der beschriebenen Anordnung kann man annehmen, daß das Zylinderproblem in erster Näherung erfüllt ist. Berechnet man nun den Wärmeübergang vom erwärmten Innenzylinder (Heizkörper) über das Gas zur Außenwand, so erhält man folgendes Temperaturfeld:

$$dQ = -\lambda \frac{\partial T}{\partial n}\, df dt$$

(Biot-Fourier)

für den Fall des Zylinderproblems

$$Q = -\lambda \frac{dT}{dr}\, 2\pi r L t$$

($Q$ = die dem Heizkörper von der Länge $L$ in der Zeit $t$ zugeführte Wärmemenge; $\frac{\partial T}{\partial r}$ das Temperaturgefälle längs des Radius; $\lambda$ = (Kin. Wärmeleitzahl). Da die zugeführte Wärmemenge $Q = i^2 R t$ ist, ergibt sich:
$i$ Strom, $R$ Widerstand (const).

$$dT = \frac{i^2 R}{2\pi L \lambda} \frac{dr}{r}$$

$$T - T_a = \frac{i^2 R}{2\pi L} \cdot \frac{1}{\lambda} \ln \frac{r_a}{r} = \Delta t \qquad (1)$$

$T$ bzw. $T_a$ die zu $r$ bzw. $r_a$ gehörigen Temperaturen, d. h. man hat logarithmischen Abfall der Temperatur von innen nach außen; die Isothermen sind Kreise um den Heizzylinder. Für den Temperaturunterschied Innen-Außenwand (Heizkörper gegen Wand = Bad) ergibt sich:

$$T_i - T_a = \Delta T = \frac{i^2 R}{2\pi L} \frac{1}{\lambda} \ln \left(\frac{r_a}{r_i}\right). \qquad (2)$$

Mißt man also die Temperatur in einem Abstand $r$, so hat man für jede Winkelstellung des Thermoelementes (Winkel 0° unterhalb, 180° oberhalb des Heizkörpers) gleiche Temperatur; außerdem nimmt die Temperatur der Kreisisothermen linear mit dem Temperaturunterschied des Heizkörpers gegen Außenwand zu.

$$\Delta T = \frac{i^2 R}{2\pi L} \frac{1}{\lambda} \ln \left(\frac{r_a}{r_i}\right) \qquad (2)$$

$$\Delta t = \frac{i^2 R}{2\pi L} \frac{1}{\lambda} \ln \left(\frac{r_a}{r}\right) \qquad (1)$$

Durch Division

$$\frac{\Delta T}{\Delta t} = \ln \left(\frac{r_a}{r_i}\right) \Big/ \ln \left(\frac{r_a}{r}\right) = \text{const}$$

$$\Delta t = \text{const}\, \Delta T. \qquad (3)$$

Das Ergebnis 3 bleibt nur dann erhalten, wenn man $\Delta T$ klein wählt, denn dann kann man die Temperaturabhängigkeit der Leitzahl $\lambda$ vernachlässigen.

Die voranstehenden Beziehungen haben auch dann noch Gültigkeit, wenn man den Druck ändert, und zwar innerhalb der Grenzen, wie sie die kinetische Gastheorie vorschreibt; d. h. so lange die mittlere freie Weglänge nicht in die Größenordnung der Apparatdimensionen fällt. Für die verschiedenen Gase bleiben alle Betrachtungen erhalten; es verschieben sich lediglich die einzelnen Isothermen nach verschiedenen Abständen $r$ vom Heizkörper.

Diese theoretisch errechneten Temperaturfelder sind experimentell nicht zu erwarten, da die Gase im Raum strömen. Die Dichteunterschiede der verschieden erwärmten Gase erzeugen unter dem Einfluß der Erdschwere Auftriebskräfte, welche innere Bewegungen und damit Konvektionserscheinungen hervorrufen, die sich der reinen Wärmeleitung überlagern. Die Strömung, die in diesem Fall selbständig entsteht (freie Konvektion), verzerrt das Temperaturfeld und bedingt weiterhin die Überfuhr größerer Wärmemengen als die reine Wärmeleitung errechnet.

Ausgehend von den beiden Kriterien der reinen Leitung: Temperaturkonstanz auf einem Kreis im Abstand $r$ und Unabhängigkeit dieser Temperatur vom Druck, wurde die Temperatur, im Abstand vom 4 cm von der Zylinderachse, gemessen.

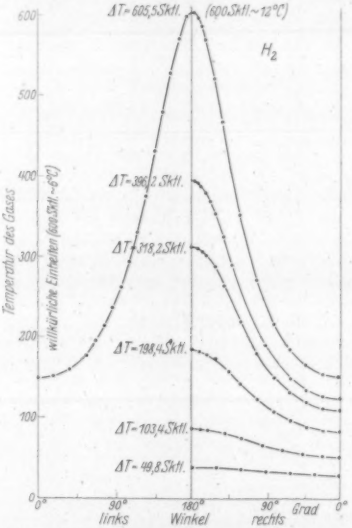



Fig. 2. Temperaturverteilung um den Heizkörper im Abstand von 4 cm bei verschiedenen Temperaturen des Heizkörpers.

Für Wasserstoff ergaben sich die Kurven der Fig. 2. Diese besagen: oberhalb des Heizkörpers ist das Gas am wärmsten, unterhalb am kältesten. Der Verlauf von der niederen zur hohen Temperatur erfolgt in den Gebieten unterhalb des Heizkörpers (0–90°) weniger schnell als oberhalb (90–180°). Das Temperaturfeld, das zur Schwereachse symmetrisch ist, ist abhängig vom Temperaturunterschied $\Delta T$ (Heizkörper-Außenwand). Dieses Ergebnis gilt nach Gleichung (3) auch für den Fall der reinen Leitung. Nimmt man daher eine Temperaturverteilung an, wie sie durch das Experiment gefunden wurde, so kann man sich fragen, ob wenigstens nach den einzelnen Richtungen die Überführung der Wärme nach den Gesetzen der reinen Leitung erfolgt. Es ergäbe sich aus dieser Überlegung lineare Zunahme von $\Delta t_\varphi$ mit $\Delta T$ für die einzelnen Richtungen. Experimentell zeigt sich auch hier eine Abweichung (Fig. 3). Je nach der Richtung $\varphi$ weicht die Kurve mehr oder weniger von einer Geraden ab. Oberhalb des Heizkörpers (180°) ist die Linearität eine bessere als unterhalb; auch wechselt das Krümmungsmaß der Kurven für die einzelnen Richtungen. Die Neigung der Kurven ist für $\Delta T \to 0$ gleich für alle Richtungen.

Mit Verringerung des Druckes zeigt sich, daß diese Abweichungen von den kinetisch errech-

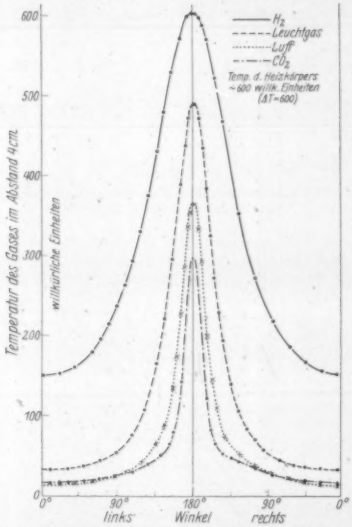



Fig. 2a. Temperaturverteilung um den Heizkörper im Abstand 4 cm bei verschiedenen Gasen.

neten Resultaten immer geringere werden. Dies gilt sowohl für die Temperaturverteilung als

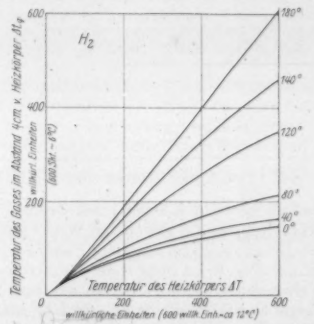



Fig. 3. Abhängigkeit der Temperatur des Gases (Abstand 4 cm vom Heizkörper) von der Temperatur des Heizkörpers für die einzelnen Richtungen ($\varphi$°). Wasserstoff.

auch für die Forderung der Linearität. Ersteres zeigen die Messungen der Fig. 4, das letztere die

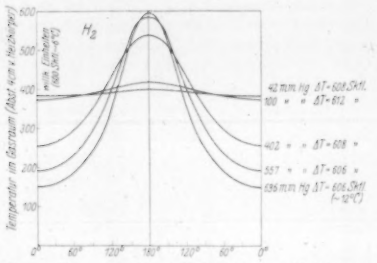



Fig. 4. Temperaturverteilung um den Heizkörper bei verschiedenen Drucken.

Fig. 5, wo nur noch die Kurven für die ausgezeichneten Punkte Maximum (180°) und Minimum (0°) aufgetragen sind.

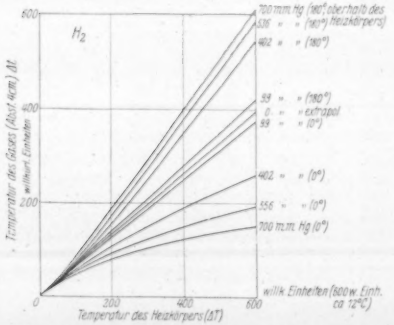



Fig. 5. Temperatur des Gases als Funktion der Temperatur des Heizkörpers bei verschiedenen Drucken für zwei Richtungen. (0° unterhalb, 180° oberhalb des Heizkörpers.) Wasserstoff.

Da die Änderung der Konvektion sich am klarsten aus den durch sie bedingten Maxima und Minima des Temperaturfeldes ersehen läßt, kann man sie am einfachsten durch das Verhältnis $\left(\frac{\Delta t_{180°}}{\Delta t_{0°}}\right)_{\Delta T} = K$ beschreiben. Nimmt die Konvektion ab, so wird $K$ kleiner, im Grenzfall der reinen Leitung wird $K$ gegen den Wert 1 streben. Rechnet man die Ergebnisse der Feldmessungen auf $K$ um (Fig. 6) so sieht man deutlich die allmähliche Abnahme mit dem Druck, und zwar ist $K \sim 1$ für Wasserstoff bei etwa 80 mm $Hg$ erreicht.

Die anderen Gase, die nach den gleichen Gesichtspunkten untersucht wurden, zeigen rein äußerlich eine ähnliche Temperaturverteilung wie der Wasserstoff (Fig. 2a). Es ist jedoch der Anteil der Konvektion bei sonst gleichen Bedingungen (gleiches $\Delta T$ und gleicher Druck)

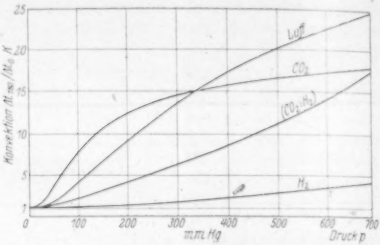



Fig. 6. Konvektion ($\Delta t_{180°}/\Delta t_0$) als Funktion des Druckes ($\Delta T \sim 600$ Skalenteile).

recht verschieden, was am besten der Vergleich der einzelnen Konvektionskurven zeigt (Fig. 6). Während bei Wasserstoff bei einer Änderung des Druckes von 700 mm $Hg$ auf 600 mm $Hg$ bereits eine starke Wanderung der Minima und Maxima einsetzte, ist dies bei Luft sehr viel weniger der Fall und bei dem schweren Gas Kohlensäure kaum mehr.

Die starke Änderung, die bei Wasserstoff bereits bei 700 mm $Hg$ einsetzt, ist bei den anderen Gasen ebenfalls vorhanden; sie liegt lediglich bei entsprechend tieferen Drucken.

## Messung der Gesamtwärmeabfuhr. Wärmeleitzahl.

Alle im vorhergehenden Abschnitt beschriebenen Äußerungen des Temperaturfeldes müssen in der Gesamtwärmeabfuhr zum Ausdruck kommen. Zur Berechnung derselben setzt man:

$$\frac{Q}{t} = \alpha_1 F (T_i - T_a) = \alpha_1 F \cdot \Delta T . \qquad (4)$$

Hierbei bedeutet $Q/t$ die dem Heizkörper pro Zeiteinheit zugeführte Energie, $F$ die Größe der wärmeabgebenden Fläche. Man setzt also die übergehende Wärmemenge dem Unterschied zwischen der Temperatur der Wand und des Heizkörpers proportional, und fragt bei dieser Berechnung gar nicht, wie im einzelnen der Wärmeübergang erfolgt. Die Zahl $\alpha_1$ ist somit eine Funktion von Gefäßformen, $\lambda_{kin}$ Wärmeleitzahl, $\varrho$ = Dichte, $\eta$ Zähigkeit, $c$ spez. Wärme, $\Delta T$ und der Geschwindigkeit des Gases. Diese Parameter sind miteinander verknüpft; ihr Zusammenhang kann gefunden werden, wenn man außer den Gesetzen der reinen Leitung noch die der Strömung berücksichtigt[1]). Für

1) Nusselt, Das Grundgesetz des Wärmeüberganges. Gesund.-Ing. S. 42, 1915, S. 479 und dort angegebene Literatur. Merkel, Die Grundlagen des Wärmeüberganges.

den Fall der reinen Leitung, als Spezialfall von Gleichung (4), hat man nach Gleichung (2):

$$i^2 R = \frac{2\pi L \lambda}{\ln \frac{r_a}{r_i}} \cdot \Delta T$$

$$\left.\begin{aligned} \frac{i^2}{\Delta T} &= \frac{2\pi L \lambda}{\ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right) R} \\ &= \alpha = \text{const (reine Leitung).} \end{aligned}\right| \quad (5)$$

Der Quotient $i^2/\Delta T$, der hier der Einfachheit halber Wärmeleitzahl genannt wird, ist für die reine Leitung eine Konstante, da die Größen, durch die $\alpha$ beschrieben wird, für alle Messungen dieselben waren. (Für $\lambda$ gelten natürlich die Bedingungen der Formel (3)).

Für den allgemeinen Fall des Wärmeübergangs mit Konvektion gilt die Formel (5) auch noch, nur ist dann $\alpha$ von den zahlreichen Variablen, wie sie oben angeführt sind, abhängig.

Die Wärmeleitzahl, ausgedrückt durch $i^2/\Delta T$ (willkürliche Einheiten), wurde aus dem stationären Zustand ermittelt. Für Gase schlechter Leitfähigkeit war dieses Verfahren sehr umständlich, da die Erreichung des stationären Zustandes oft mehr als eine Stunde dauerte. Es erschien daher zweckmäßig, das Abkühlungsdiagramm zu Hilfe zu ziehen. Das Newtonsche Abkühlungsgesetz

$$\ln \Delta T_{\text{veränd}} = -\varkappa t + \ln \Delta_{\text{st.t}} \quad (6)$$

enthält im Faktor $\varkappa$ ebenfalls eine Größe, die von den gleichen Parametern wie $\alpha$ abhängig ist. $\Delta T_{\text{stat}}$ ist die Ausgangstemperatur, $\Delta T_{\text{veränd}}$ die jeweils zur Zeit $t$ gemessene Temperatur. Durch einen einmal anzustellenden Vergleich von $\varkappa$ mit $\alpha_1$ (am besten aus einem Abkühlungsdiagramm mit const $\varkappa$) kann man einen Umrechnungsfaktor $f$ gewinnen, der gestattet, aus der Neigung in irgendeinem Punkte, d. h. zu einer bestimmten Temperatur, $\alpha$ zu errechnen.

Die Ergebnisse der Messungen der Wärmeleitzahl sind durch die Fig. 7 dargestellt. Die einzelnen Meßpunkte sind hier noch alle durch Abwarten des stationären Zustandes ermittelt.

Sämtliche Gase zeigen in ihrem Gesamtverlauf eine $\Delta T$-Abhängigkeit, die, soweit es die Meßgenauigkeit der Anordnung zu beurteilen erlaubt, für alle Gase, für größere $\Delta T$, prozentual gleich groß zu sein scheint. Lediglich für kleine $\Delta T$ hat man für die verschiedenen Gase verschiedenes Verhalten.

Besonders auffallend in den Resultaten ist hier wieder die scheinbare Sonderstellung des $H_2$. Während $O_2$, Luft und $CO_2$ einen charakteristischen Abfall der Leitzahl mit $\Delta T$ für $\Delta T < 100$ willkürliche Einheiten aufweisen, konnte ein solcher Verlauf bei Wasserstoff nicht festgestellt werden. Dies hängt offenbar mit dem aus dem Temperaturfeld bereits hervorgehenden Befund zusammen, daß die Konvektion für $H_2$ bei 700 mm $Hg$ anders ausgebildet ist, als bei den Gasen geringerer Leitfähigkeit.

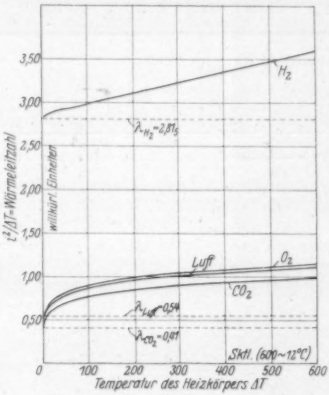



Fig. 7. Abhängigkeit der Wärmeleitzahl $(i^2/\Delta T)_v$ vom Temperaturunterschied des Heizkörpers — Außenwand $\Delta T$.

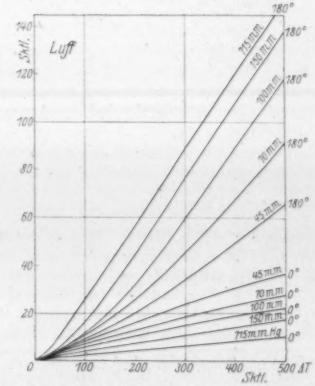



Fig. 8. Temperatur des Gases als Funktion der Temperatur des Heizkörpers bei verschiedenen Drucken. (Zwei Richtungen: 0° unterhalb, 180° oberhalb des Heizkörpers.)

Es lassen jedoch die Feldmessungen der Temperatur für Luft (Fig. 8) folgendes als berechtigt erscheinen: Bei niedrigen Drucken, z. B. 70 mm $Hg$ für Luft hat man einen ähnlichen Verlauf der Maxima- und Minimakurven in Abhängigkeit von $\Delta T$, wie $H_2$ bei etwa 700 mm $Hg$

(für $H_2$: Fig. 5). Die beiden Äste nehmen auch hier für kleine $\Delta T$ gleiche Richtung an und wandern mit abnehmendem Druck gemeinsam dieser „Endrichtung" zu. Ob für höhere Drucke diese Endrichtung für Luft (Fig. 8) ebenfalls erreicht wird, kann aus diesen Messungen, infolge der in diesem Gebiet herrschenden geringen Meßgenauigkeit, nicht mit Bestimmtheit abgelesen werden. Für die $\frac{i^2}{\Delta T}$ Messungen würde Obiges bedeuten, daß der Wert für $\left(\frac{i^2}{\Delta T}\right)_{\Delta T \to 0}$ dem der reinen Leitung entsprechen würde. Der Wert $\left(\frac{i^2}{\Delta T}\right)_{\Delta T \to 0}$ stimmt mit dem auf ganz anderem Weg gefundenen hinreichend genau überein (siehe Tabelle 1).

Nimmt man nämlich die Druckabhängigkeit der $\left(\frac{i^2}{\Delta T}\right)_{\Delta T} = f(p)$ Kurven auf, so sieht man eindeutig, daß dieselben ihre ausgeprägte Wölbung für kleine $\Delta T$ mit geringer werdendem Druck verlieren (Fig. 9). Diese Änderungen liegen

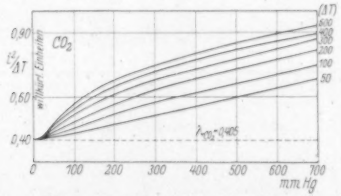



Fig. 9. Wärmeleitzahl als Funktion des Druckes bei verschiedenen $\Delta T$.

durchaus im Sinne obiger Überlegungen. Für die anderen Gase trifft dasselbe zu. Der Wert $\frac{i^2}{\Delta T}$ wird von $\Delta T$ unabhängig, und zwar tritt das um so schneller ein, je kleiner $\Delta T$ und der Druck gewählt wird. Am besten erkennt man die Abnahme der Konvektion, wenn man die Darstellung der Fig. 10 wählt. Der Temperaturunterschied $\Delta T$ war bei diesen Messungen immer gleich und betrug 600 willkürliche Einheiten (etwa 12° C). Dies ist ein verhältnismäßig hoher Wert; man hat aber dadurch eine gute Beobachtungsmöglichkeit des Abklingens der Konvektion.

Wasserstoff fällt nach diesen Messungen von einem Wert 3,56 willkürlicher Einheiten bei 700 mm *Hg* allmählich auf einen konstanten Wert ab, der bei etwa 2,805 liegt und praktisch bereits bei 100 mm *Hg* erreicht ist.

Diesen Gesamtverlauf der Wärmeleitzahl von $H_2$ von 700 mm *Hg* bis 0 mm *Hg* kann man auch bei den anderen Gasen feststellen. Die Druckgebiete liegen für Luft zwischen 100 mm *Hg* und 0 mm *Hg*, für Kohlensäure zwischen 60 mm *Hg* und 0 mm *Hg*. Bei beiden Gasen erkennt man ebenfalls den druckunabhängigen Teil; die Werte $\left(\frac{i^2}{\Delta T}\right)_{\Delta T} = \text{const}$ stellen die der reinen Leitung dar, wenn man noch die restliche Wärmeabfuhr über den Heizkörper und die Strahlung, die für diese geringen Temperaturunterschiede keine Rolle spielt, berücksichtigt.

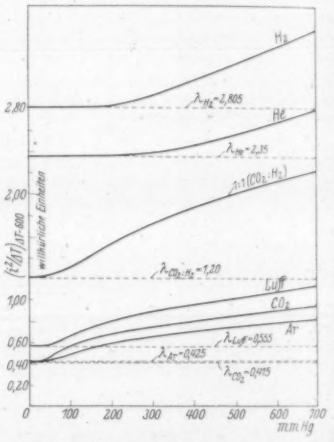



Fig. 10. Wärmeleitzahl $(i^2/\Delta T)_{\Delta T=600}$ als Funktion des Druckes.

Tabelle I[1]).

Vergleich der Wärmeleitzahlen, die 1. aus der $\left(\frac{i^2}{\Delta T}\right)_{\substack{p=\text{konst} \\ \Delta T \to 0}} = f(\Delta T)$ Abhängigkeit und 2. aus der Druckabhängigkeit $\left(\frac{i^2}{\Delta T}\right)_{\Delta T} = f(p)$ ermittelt sind.

| Gas | Leitzahl 1 in willk. Einheiten | Leitzahl 2 in willk. Einheiten |
|---|---|---|
| Wasserstoff..... | 2,82 | 2,805 |
| Kohlensäure..... | 0,40 | 0,415 |
| Luft ..... | 0,54 | 0,555 |

Während die übereinstimmenden Druckgebiete für Wasserstoff mit den anderen Gasen nun aufhören (da für $H_2$ nur bis 700 mm *Hg* gemessen wurde) kann man den angestellten Vergleich für $CO_2$ und Luft weiterführen; man findet für den Gesamtverlauf der Luft von 700 mm *Hg*

[1]) In diesen Angaben ist die Restleitung über Heizkörper und die Strahlung noch enthalten.

bis 0 mm *Hg* den entsprechenden Bereich bei der Kohlensäure von 300 mm *Hg* bis 0 mm *Hg* vor. In der gleichen Weise kann man dem Gemisch $CO_2 : H_2$ und den anderen Gasen ein Druckintervall zuordnen.

Die Analogie der Konvektion der Gase untereinander, sowie die Änderung derselben in den einzelnen Druckgebieten erkennt man noch ausgeprägter bei Vergleich der $\left(\frac{i^2}{\Delta T}\right)_{\Delta T} = f(p)$ Kurven mit den Konvektionskurven (vgl. Fig. 6 mit Fig. 10).

Sieht man von der absoluten Größe von $K$ ab und verfolgt nur den charaktermäßigen Verlauf, so erkennt man auch hier, daß die einander zuzuordnenden Gebiete in die Größenordnung zu liegen kommen, wie sie bereits bei den Wärmeleitzahlen angegeben wurden.

## Darstellung der Konvektion für alle Gase.

Die bisherigen Aussagen aus den Ergebnissen der Temperaturmessungen des Feldes, sowie der Wärmeleitzahlen, welche nur qualitativ waren, lassen sich auch quantitativ erfassen.

Zu diesem Zweck ist es notwendig, die aus den Experimenten gewonnenen Leitzahlen zu korrigieren, da in allen Angaben noch die Restleitung enthalten ist.

Sind die durch den Versuch aus $\left(\frac{i^2}{\Delta T}\right)_{\Delta T} = f(p)$ gefundenen kin. Wärmeleitzahlen: $a_{H_2}$, $a_{Luft}$, $a_{CO_2}$, . . ., die aus Tabellen bekannten kin. Leitfähigkeiten $b_{H_2}$, $b_{Luft}$, $b_{CO_2}$, . . ., so errechnet sich die Restleitung $x$ vermittels der Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned}(a_{H_2} - x) : (a_{Luft} - x) : (a_{CO_2} - x) : \ldots \\ = b_{H_2} : b_{Luft} : b_{CO_2} : \ldots\end{aligned}\right\} \quad (7)$$

Die aus diesen Rechnungen sich ergebenden $x$-Werte sind nicht immer konstant, was bei der ungenauen Kenntnis der reinen Wärmeleitzahlen nicht verwunderlich ist. Da jedoch die Restleitzahlen durchweg in das Gebiet zwischen 1,60 und 2,00 willkürliche Einheiten zu liegen kamen, wurden die Rechnungen für diese beiden Werte durchgeführt. Die Werte selbst wurden nach Angaben berechnet, die in der Tabelle II zu finden sind.

Unter Berücksichtigung dieser Restleitung kann man die durch die Konvektion bedingte und vermehrte Überfuhr von Wärme prozentual vergleichen mit dem über alle Druckbereiche konstant bleibenden Betrag der reinen Leitung. Das Ergebnis findet man auf Fig. 11 (Meßpunkte . . . und Kurve).

Wählt man diese so erhaltene Konvektionskurve der Kohlensäure als Bezugskurve für die anderen Gase, so kann man dieselben auf dieser abbilden, wenn man die Gaszustände gleicher prozentualer Konvektion miteinander vergleicht. Die hierzu notwendige Druckreduktion führt zu einem Faktor $p_F$, der für jedes Gas eine bestimmte Größe ist und über das ganze Druckbereich konstant sein muß, vorausgesetzt, daß die Konvektion einem allgemeinen, für alle Gase gültigen Gesetz folgen soll. Dies ist nun durch die bisher gemachten Messungen bestätigt. Die Meßpunkte aller untersuchten Gase lassen sich hinreichend genau in das Bild der Konvektionskurve der Kohlensäure einreihen (Fig. 11), ein Resultat, das man vielleicht noch besser aus der Konstanz der Reduktionsfaktoren $p_F$ der einzelnen Gase ersehen kann (Tabelle III).

Tabelle II.

Werte zur Berechnung der Restleitung.

| Gas | Reine Leitung nach Fig. 10 | Reine Leitzahl[1]) aus Tabellen | Restleitzahl errechnet aus |
|---|---|---|---|
| Wasserstoff .. | 2,805 | 0,000320[2]) | = 0,159 |
| Luft ..... | 0,555 | 0,000048 | = 0,159 |
| Kohlensäure . | 0,415 | 0,000031 | = 0,158 |
| | | Mittelwert: | 0,159[3]) |
| Wasserstoff .. | 2,805 | 0,150 | = 0,200 |
| Luft ..... | 0,555 | 0,0203 | = 0,200 |
| Kohlensäure . | 0,415 | 0,0121 | = 0,207 |
| | | Mittelwert: | 0,200[3]) |

Lediglich in Gebieten schwach ausgebildeter Konvektion ist die Konvektionskurve der Kohlensäure als Bezugskurve nicht genau genug (vgl. Fig. 11). Die Abweichungen sind zu klein für eine einwandfreie Darstellung des Wasserstoffes, der gerade in diesem Bereich sehr genau gemessen werden kann.

Es ist daher für die genaueste Kenntnis des Verlaufes der Konvektionskurve vorzuziehen, ein anderes Gas (Gasmischung $CO_2 : H_2$) als Normkurve aufzustellen. Die Genauigkeit der Darstellung wird außerdem noch weiter gefördert, wenn man das Verhalten der Konvektion der einzelnen Gase bei höheren Drucken noch kennt. Dies wird insbesondere bei Wasserstoff und Luft erforderlich sein. (Wasserstoff hätte

1) Werte sind aus: Lehrbuch d. Physik von H. Ebert. Dim: abs. Einh.

2) Werte sind aus: Merkel. Die Grundlagen der Wärmeübertragung. Dim: abs. Einh.

3) Durch die beiden Werte der Restleitung treten selbstverständlich zwei Reduktionsfaktoren auf. Die Kurven der Fig. 11 geben die Darstellung mit der Restleitung 0,16. Die Werte liegen genau auf der Kurve. Lediglich bei kleinen Drucken (260 mm *Hg*) scheint eine geringe Abweichung der reduzierten Punkte und der $CO_2$-Kurve vorhanden zu sein. Bei dem zweiten Wert ist die Übereinstimmung weniger gut. Die Abweichungen sind größer und treten bei höheren Drucken ein.

Tabelle III.

Berechnung des Anteils der Konvektion im Verhältnis zur reinen Leitung. Konvektionskurve der Kohlensäure als Bezugskurve.

| Druck $p$ | Gemessene Wärmeleitzahl $(i^2/\Delta T)_{T=600}$ | Anteil der Konvektion | A Konvektion in Prozenten zur reinen Leitung (Restleitzahl : 0,160) | Drücke gleicher prozentueller Konvektion Gas : $CO_2$ | Reduktionsfaktor $p_F$ | B Konvektion in Prozenten zur reinen Leitung (Restleitzahl : 0,200) | Drücke übereinstimmender prozentueller Konvektion Gas : $CO_2$ | Reduktionsfaktor $p_F$ Restleitung 0,200 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | | | Kohlensäure. | | | | |
| 0[2]) | 0,415 | — | — | — | 1 | — | — | 1 |
| 20 | 0,421 | 0,006 | 2,4 | — | — | 2,8 | — | — |
| 25 | 0,428 | 0,013 | 5,0 | — | — | 6,0 | — | — |
| 40 | 0,452 | 0,037 | 14,5 | — | — | 17,2 | — | — |
| 50 | 0,470 | 0,055 | 21,5 | — | — | 25,6 | — | — |
| 64 | 0,500 | 0,085 | 33,3 | — | — | 39,5 | — | — |
| 75 | 0,522 | 0,107 | 41,9 | — | — | 49,7 | — | — |
| 90 | 0,547 | 0,132 | 51,8 | — | — | 61,4 | — | — |
| 100 | 0,562 | 0,147 | 57,7 | — | — | 68,1 | — | — |
| 125 | 0,591 | 0,176 | 69,4 | — | — | 81,8 | — | — |
| 150 | 0,619 | 0,204 | 80,0 | — | — | 94,9 | — | — |
| 175 | 0,642 | 0,227 | 89,0 | — | — | 105,5 | — | — |
| 200 | 0,665 | 0,250 | 98,5 | — | — | 116,3 | — | — |
| 225 | 0,689 | 0,274 | 107,5 | — | — | 127,5 | — | — |
| 250 | 0,705 | 0,290 | 113,7 | — | — | 135,0 | — | — |
| 300 | 0,740 | 0,325 | 127,5 | — | — | 151,1 | — | — |
| 350 | 0,778 | 0,363 | 142,4 | — | — | 169,0 | — | — |
| 400 | 0,803 | 0,388 | 152,2 | — | — | 180,5 | — | — |
| 450 | 0,831 | 0,416 | 163,1 | — | — | 193,5 | — | — |
| 500 | 0,850 | 0,435 | 170,6 | — | — | 202,3 | — | — |
| 550 | 0,875 | 0,460 | 184,6 | — | — | 214,0 | — | — |
| 600 | 0,900 | 0,485 | 190,2 | — | — | 225,6 | — | — |
| 650 | 0,920 | 0,505 | 198,0 | — | — | 234,9 | — | — |
| 700 | 0,945 | 0,530 | 208,0 | — | — | 246,5 | — | — |
| | | | | Luft. | | | | |
| 0[2]) | 0,555 | — | — | — | — | — | — | —[1]) |
| 25 | 0,555 | — | — | — | — | — | — | — |
| 50 | 0,570 | 0,015 | 3,8 | 23 : 50 | 0,46 | 4,2 | 22 : 50 | 0,44 |
| 75 | 0,610 | 0,055 | 13,9 | 39 : 75 | 0,52 | 15,5 | 38,5 : 75 | 0,51 |
| 100 | 0,655 | 0,100 | 25,3 | 54 : 100 | 0,54 | 28,2 | 52,5 : 100 | 0,53 |
| 125 | 0,700 | 0,145 | 36,7 | 68 : 125 | 0,54 | 40,9 | 65,0 : 125 | 0,52 |
| 150 | 0,735 | 0,180 | 45,6 | 80 : 150 | 0,53 | 50,7 | 76,0 : 150 | 0,50 |
| 175 | 0,765 | 0,210 | 53,2 | 92,5 : 175 | 0,53 | 59,7 | 87,5 : 175 | 0,50 |
| 200 | 0,791 | 0,236 | 59,7 | 104 : 200 | 0,52 | 66,5 | 99,5 : 200 | 0,50 |
| 225 | 0,815 | 0,260 | 65,8 | 116 : 225 | 0,51 | 73,4 | 109 : 225 | 0,48 |
| 250 | 0,838 | 0,283 | 71,6 | 129 : 250 | 0,52 | 79,7 | 120 : 250 | 0,48 |
| 275 | 0,860 | 0,305 | 77,2 | 142 : 275 | 0,52 | 85,9 | 132 : 275 | 0,48 |
| 300 | 0,880 | 0,325 | 82,3 | 155 : 300 | 0,52 | 91,6 | 143 : 300 | 0,48 |
| 325 | 0,900 | 0,345 | 87,3 | 169 : 325 | 0,52 | 97,2 | 154 : 325 | 0,48 |
| 350 | 0,920 | 0,365 | 92,4 | 183 : 350 | 0,52 | 102,8 | 167,5 : 350 | 0,48 |
| 375 | 0,940 | 0,385 | 97,5 | 200,5 : 375 | 0,52 | 108,5 | 180 : 375 | 0,48 |
| 400 | 0,955 | 0,400 | 101,3 | 208 : 400 | 0,52 | 112,7 | 191 : 400 | 0,48 |
| 450 | 0,989 | 0,434 | 109,0 | 235 : 450 | 0,52 | 122,2 | 216 : 450 | 0,48 |
| 500 | 1,020 | 0,465 | 117,7 | 264 : 500 | 0,53 | 131,0 | 239 : 500 | 0,48 |
| 550 | 1,045 | 0,490 | 124,1 | 288 : 550 | 0,52 | 138,0 | 259 : 550 | 0,47 |
| 600 | 1,068 | 0,513 | 130,0 | 311 : 600 | 0,52 | 144,5 | 278 : 600 | 0,46 |
| 700 | 1,110 | 0,555 | 140,5 | 351 : 700 | 0,50 | 156,4 | 316 : 700 | 0,45 |
| | | | | Mittelwert ... | 0,52 | | Mittelwert ... | 0,48 |

1) Dieses Gebiet läßt sich nicht abbilden, da die Konvektionskurve von $CO_2$ zu ungenau ist.

2) Für $p = 0$ ist der extrapolierte Wert von $\left(\frac{i^2}{\Delta T}\right)_{\Delta T}$ eingesetzt.

Tabelle III (Fortsetzung).

| Druck $p$ | Gemessene Wärmeleitzahl $(i^2/\Delta T)_{T=600}$ | Anteil der Konvektion | A Konvektion in Prozenten zur reinen Leitung (Restleitzahl: 0,160) | Drücke gleicher prozentueller Konvektion Gas: $CO_2$ | Reduktionsfaktor $p_F$ | B Konvektion in Prozenten zur reinen Leitung (Restleitzahl: 0,200) | Drücke übereinstimmender prozentueller Konvektion Gas: $CO_2$ | Reduktionsfaktor $p_F$ Restleitung 0,200 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | | | Wasserstoff. | | | | |
| 0[2]) | 2,805 | — | — | — | — | — | — | —[1]) |
| 50 | 2,805 | — | — | — | — | — | — | — |
| 100 | 2,810 | 0,005 | 0,18 | — | — | — | — | — |
| 150 | 2,820 | 0,015 | 0,56 | — | — | — | — | — |
| 200 | 2,825 | 0,020 | 0,75 | 13 : 200 | 0,065 | 0,76 | — | — |
| 250 | 2,850 | 0,045 | 1,7 | 17,5 : 250 | 0,070 | 1,73 | 16,5 : 250 | 0,067 |
| 300 | 2,910 | 0,105 | 3,9 | 23 : 300 | 0,076 | 4,0 | 22 : 300 | 0,073 |
| 350 | 2,985 | 0,180 | 6,8 | 28,5 : 350 | 0,084 | 6,9 | 26,5 : 350 | 0,076 |
| 400 | 3,06 | 0,255 | 9,6 | 32 : 400 | 0,080 | 9,8 | 30 : 400 | 0,075 |
| 450 | 3,14 | 0,335 | 12,7 | 37 : 450 | 0,082 | 12,9 | 35 : 450 | 0,077 |
| 500 | 3,22 | 0,415 | 15,6 | 41 : 500 | 0,082 | 15,9 | 39 : 500 | 0,078 |
| 550 | 3,30 | 0,495 | 18,8 | 44,5 : 550 | 0,081 | 19,0 | 42 : 550 | 0,076 |
| 600 | 3,38 | 0,575 | 21,7 | 49 : 600 | 0,081 | 22,1 | 46 : 600 | 0,077 |
| 650 | 3,47 | 0,665 | 25,1 | 54,5 : 650 | 0,081 | 25,5 | 50 : 650 | 0,077 |
| 700 | 3,56 | 0,755 | 28,5 | 58 : 700 | 0,082 | 29 | 54 : 700 | 0,077 |
| | | | | Mittelwert... | 0,081 | | Mittelwert... | 0,077 |
| | | | | Argon. | | | | |
| 0[2]) | 0,424 | — | — | — | — | — | — | —[1]) |
| 25 | 0,424 | — | — | — | — | — | — | — |
| 50 | 0,438 | 0,014 | 5,3 | 25 : 50 | 9,50 | 6,3 | 26 : 50 | 0,52 |
| 75 | 0,461 | 0,037 | 14,0 | 41 : 75 | 0,54 | 16,5 | 40 : 75 | 0,53 |
| 100 | 0,492 | 0,068 | 25,7 | 55 : 100 | 0,55 | 30,4 | 55 : 100 | 0,55 |
| 125 | 0,522 | 0,098 | 37,1 | 69 : 125 | 0,55 | 43,7 | 68 : 125 | 0,54 |
| 150 | 0,548 | 0,124 | 47,0 | 83 : 150 | 0,55 | 55,4 | 82,5 : 150 | 0,55 |
| 200 | 0,590 | 0,166 | 62,9 | 111 : 200 | 0,55 | 74,0 | 110 : 200 | 0,55 |
| 250 | 0,620 | 0,196 | 74,2 | 135 : 250 | 0,54 | 87,5 | 135 : 250 | 0,54 |
| 300 | 0,650 | 0,226 | 85,7 | 164 : 300 | 0,55 | 100,8 | 103 : 300 | 0,54 |
| 350 | 0,675 | 0,251 | 95,1 | 191 : 350 | 0,54 | 112,0 | 191 : 350 | $0{,}54_5$ |
| 400 | 0,700 | 0,276 | 104,5 | 220 : 400 | 0,55 | 123,2 | 218 : 400 | $0{,}54_5$ |
| 450 | 0,720 | 0,296 | 112,0 | 245 : 450 | 0,54 | 132,0 | 242 : 450 | 0,54 |
| 500 | 0,740 | 0,316 | 119,8 | 273 : 500 | 0,55 | 141,0 | 268 : 500 | 0,54 |
| 550 | 0,760 | 0,336 | 127,3 | 300 : 550 | 0,55 | 150,0 | 296 : 550 | 0,54 |
| 600 | 0,780 | 0,356 | 135,0 | 330 : 600 | 0,55 | 159,0 | 327 : 600 | 0,55 |
| 650 | 0,795 | 0,371 | 141,0 | 350 : 650 | 0,54 | 166,0 | 348 : 650 | 0,54 |
| 700 | 0,810 | 0,386 | 146,5 | 374 : 700 | 0,54 | 172,5 | 371 : 700 | 0,53 |
| | | | | Mittelwert... | 0,55 | | Mittelwert... | 0,54 |
| | | | | Helium. | | | | |
| 0[2]) | 2,350 | — | — | — | — | — | — | —[1]) |
| 100 | 2,350 | — | — | — | — | — | — | — |
| 200 | 2,350 | — | — | — | — | — | — | — |
| 250 | 2,365 | 0,015 | 0,6 | 17 : 250 | 0,068 | 0,7 | 14 : 250 | 0,059 |
| 300 | 2,390 | 0,040 | 1,8 | 20 : 300 | 0,066 | 1,8 | 18 : 300 | 0,060 |
| 350 | 2,410 | 0,060 | 2,7 | 23 : 350 | 0,066 | 2,8 | 20 : 350 | 0,057 |
| 400 | 2,450 | 0,100 | 4,5 | 25 : 400 | 0,063 | 4,7 | 23 : 400 | 0,058 |
| 450 | 2,500 | 0,150 | 7,0 | 29,5 : 450 | 0,066 | 7,0 | 27 : 450 | 0,060 |
| 500 | 2,560 | 0,210 | 9,6 | 33 : 500 | 0,066 | 9,8 | 31 : 500 | 0,062 |
| 550 | 2,620 | 0,270 | 12,3 | 37,5 : 550 | 0,068 | 12,6 | 32,5 : 550 | 0,059 |
| 600 | 2,680 | 0,330 | 15,1 | 40,5 : 600 | 0,067 | 15,3 | 38 : 600 | 0,063 |
| 650 | 2,740 | 0,390 | 17,8 | 44,5 : 650 | 0,069 | 18,2 | 42 : 650 | 0,065 |
| 700 | 2,800 | 0,450 | 20,6 | 47,5 : 700 | 0,068 | 20,9 | 44,5 : 700 | 0,063 |
| | | | | Mittelwert... | 0,066 | | Mittelwert... | 0,061 |

1) Dieses Gebiet läßt sich nicht abbilden, da die Konvektionskurve von $CO_2$ zu ungenau ist.
2) S. Anm. 2 auf der ersten Seite der Tabelle.

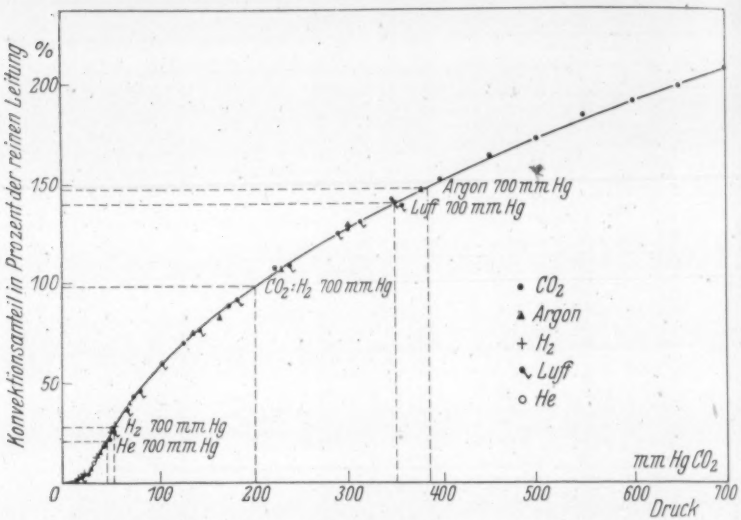



Fig. 11. Konvektionskurve (Abbildung der anderen Gase auf die $K$-Kurve von $CO_2$).

nach diesen Ergebnissen erst bei etwa 12 Atm. den gleichen prozentuellen Anteil der Konvektion wie Kohlensäure bei 1 Atm.!) Nicht bedeutungslos wird die allerdings experimentell schwer zu ermittelnde, genaueste Kenntnis der Restleitzahl sein.

Die beschriebene Konvektionskurve wurde für ein bestimmtes $\Delta T$ ermittelt; wie weit sich die Ergebnisse bei wesentlich anderen $\Delta T$ verwenden lassen, müßten weitere Versuche zeigen.

Zusammenfassung.

Es wird die freie Wärmekonvektion von Gasen bei geringen Temperaturdifferenzen auf ihre Druckabhängigkeit untersucht.

Hierbei zeigt sich, daß die Konvektion bei einem für jedes Gas bestimmten Druck verschwindet. Der Druckabhängigkeitsverlauf des Konvektionsanteils, bezogen auf die reine Leitung ist für alle Gase gleich, wenn man eine entsprechende Druckreduktion vornimmt. Es läßt sich demnach die Konvektion in ihrer Funktion vom Druck auf eine Normkurve abbilden.

Die vorliegende Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Universität München ausgeführt. Dem Direktor desselben, Herrn Prof. Dr. Walther Gerlach, dem ich die Anregung zu dieser Arbeit verdanke, bin ich zu besonderem Dank für die Förderung und Unterstützung verpflichtet.

Ebenso danke ich der Gesellschaft für Lindes Eismaschinen in Höllriegelskreuth für die Überlassung der Edelgase.

München, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 11. Juli 1936.)

## Zur photographischen Registrierung mit Braunschen Röhren.

Von Ch. Bachem.

Mit Tafel IV.

Die Braunsche Röhre wird zur Lösung von Meßaufgaben aller Art, bei denen zeitlich veränderliche Vorgänge eine Rolle spielen, immer häufiger herangezogen. Sie hat vor allen anderen Meßgeräten eine Reihe von Vorzügen: Der anzeigende Elektronenstrahl läßt sich elektrostatisch und praktisch leistungslos steuern. Die Anzeige ist dabei in den weitesten Grenzen frequenzunabhängig.

Wird der zu untersuchende Vorgang durch eine periodische Spannung dargestellt, so kann man die Beobachtung und Messung an einem auf dem Leuchtschirm stehenden Oszillogramm vornehmen, indem man den Leuchtfleck in der einen Richtung durch die Meßspannung, in der

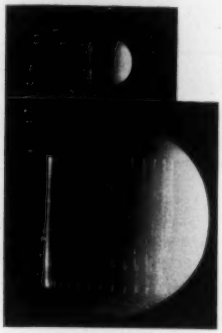


Fig. 6a.
20000 Hz., größte Schreibgeschwindigkeit
7,5 km/sec.

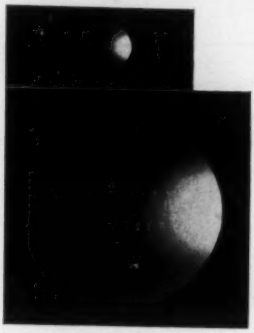


Fig. 6b.
10000 Hz., größte Schreibgeschwindigkeit
9,4 km/sec.

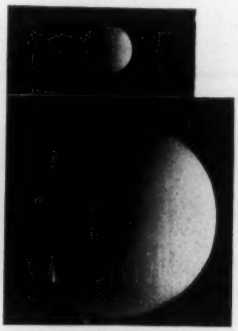


Fig. 6c.
50000 Hz., größte Schreibgeschwindigkeit
17,3 km/sec.

dazu senkrechten durch eine synchronisierte Kippschwingung ablenkt. Da man heute Kippschwingungen bis zu einigen $10^5$ Hz herstellen kann, lassen sich auf diese Weise Messungen an Wechselspannungen von mehreren Millionen Hz ausführen.

Soll ein solches Oszillogramm festgehalten werden, so kann man es vom Leuchtschirm abzeichnen oder auch mit einer normalen Kamera photographieren. An die Helligkeit des Leuchtflecks werden dabei keine besonderen Anforderungen gestellt, da man bei der Stabilität der verfügbaren Kippschwinggeräte beliebig lange belichten kann, ohne daß das Oszillogramm unscharf wird.

Bei schnell verlaufenden aperiodischen Vorgängen wird die photographische Fixierung zur Notwendigkeit. Man benutzt normalerweise eines der folgenden Registrierverfahren:

1. Man photographiert auf einen senkrecht zu den Ausschlägen des Leuchtflecks bewegten Film. Die zur Zeit käuflichen Registriervorrichtungen gestatten Filmgeschwindigkeiten bis zu 20 m/sec bei größerem Filmvorrat und bis zu 150 m/sec bei Geräten mit filmbespannten Trommeln.

2. Wenn der zu registrierende Vorgang relativ rasch abläuft, läßt sich die Registrierung einfacher gestalten. Man lenkt den Leuchtfleck durch einen einmaligen Kippvorgang über den Schirm. Mit bekannten Mitteln läßt sich erreichen, daß der zu untersuchende Vorgang innerhalb des Kippvorganges abläuft. Die Aufnahme kann wieder mit gewöhnlichen Photoapparaten gemacht werden.

Bei diesen Aufnahmeverfahren muß die Helligkeit des Leuchtflecks bzw. die Helligkeit des Fleckbildes auf der lichtempfindlichen Schicht so groß sein, daß bei einmaligem Überschreiben des Oszillogramms eine ausreichende Schwärzung eintritt. Es ist nun wertvoll zu wissen, wie groß die Schreibgeschwindigkeit $v_s$ (= Geschwindigkeit des Leuchtflecks auf dem Schirm) sein darf, damit noch eine lesbare Schwärzung erzielt wird und von welchen Faktoren die obere Grenze der Schreibgeschwindigkeit $v_{s\max}$ abhängt.

M. Knoll[1]) hat die erzielbaren Schreibleistungen von Hochspannungs-Kathodenstrahloszillographen bei den möglichen Aufnahmemethoden theoretisch und praktisch untersucht. Die dort angegebenen Schreibleistungen für Außenphotographie werden auch von modernen Braunschen Röhren erreicht bzw. sogar übertroffen, und zwar bei Betriebsspannungen von nur $\frac{1}{4}$ kV. Der Beziehung für die Schreibgeschwindigkeit bei Außenaufnahmen mit Kamera und Linse wollen wir eine solche Form geben, daß der Einfluß der maßgebenden Faktoren leichter zu übersehen ist.

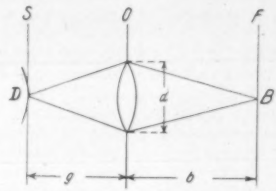



Fig. 1. Zur Ableitung der Formel.

Zweckmäßig leiten wir die Formel von Grund auf ab (Fig. 1). Der Elektronenfleck (Durchmesser $D$) auf dem Leuchtschirm $S$ hat die Helligkeit $J$ Hefner-Kerzen. In das Objektiv $O$ tritt ein Lichtstrom

$$\Phi_D = \frac{J}{g^2} \cdot \frac{\pi \cdot d^2}{4} \text{ Lumen.} \qquad (1)$$

(Alle Längen werden in Metern eingesetzt.) Davon wird ein Bruchteil $a$ durchgelassen, so daß der Lichtstrom

$$\Phi_B = a \cdot \frac{d^2}{g^2} \cdot \frac{J}{4} \pi \text{ Lumen} \qquad (2)$$

sich zum Fleckbild (Durchmesser $B$) vereinigt. Bei gleichmäßiger Lichtverteilung ist die Flächenhelle

$$E = a \frac{d^2}{g^2} \cdot \frac{J}{B^2} \text{ Lux.} \qquad (3)$$

Nach den Linsengesetzen führen wir die Brennweite $f$ des Objektivs und die Vergrößerung $V$, mit der abgebildet wird, ein und erhalten

$$= a \frac{d^2}{f^2} \cdot \frac{1}{(V+1)^2} \cdot \frac{J}{D^2} \text{ Lux.} \qquad (4)$$

Das Fleckbild bewegt sich bei der Registrierung mit der Geschwindigkeit $v_f = V \cdot v_s$ auf dem Film. Die Dauer $t$ der Lichteinwirkung auf einen Punkt $P$, der von der Fleckmitte überstrichen wird, ist dann

$$t = \frac{B}{v_f} = \frac{D}{v_s} \text{ sec (Abb. 2).}$$

Die für die Schwärzung auf dem Film maßgebende Belichtung $E \cdot t$ ist jetzt

$$E \cdot t = a \cdot \frac{d^2}{f^2} \cdot \frac{J}{(V+1)^2} \cdot \frac{1}{D \cdot v_s} \text{ Lux} \cdot \text{sec.} \qquad (5)$$

Bei einer Schreibgeschwindigkeit $v_s = v_{s\max}$ wird die Belichtung $E \cdot t$ den Mindestwert

[1]) M. Knoll, Zeitschr. f. techn. Phys., S. 54, 1931.

erreichen, der noch eine lesbare Schwärzung ergibt, oder

$$v_{s\max} = a \cdot \frac{d^2}{f^2} \cdot \frac{J}{(V+1)^2 \cdot D \cdot (E \cdot t)_{\min}} \text{ km/sec}, \quad (6)$$

wenn $D$ in Millimetern eingesetzt wird.

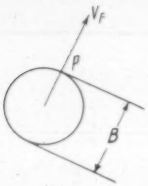



Fig. 2. Zur Ermittlung der Belichtungsdauer an einem Punkt $P$.

Auf Grund der Definition der DIN-Einheiten für die Empfindlichkeit photographischer Schichten benötigt man für die konventionelle Mindestschwärzung $S = 0{,}1$ über dem Schleier bei weißem Licht die Belichtung

$$E \cdot t = \frac{2}{10^{n/10}} \text{ Lux} \cdot \text{sec}$$

bei einer Schicht der Empfindlichkeit $\beta = n/10°$ DIN. Bei einem Leuchtsalz, das Sonnenlicht aussendet, wäre einfach

$$v_{s\max} = a \cdot \frac{d^2}{f^2} \cdot \frac{J \cdot 10^{\beta}}{(V+1)^2 \cdot D \cdot 2} \text{ km/sec}. \quad (7)$$

In diesem Falle können wir die Fleckhelligkeit $J$ durch die auf den Schirm gegebene Strahlleistung $U_a \cdot J_s$ und den photometrisch bestimmten Wirkungsgrad $\eta$ [HK/Watt] ausdrücken:

$$J = U_a J_s \eta .$$

Bei den grün oder blau leuchtenden Salzen, die bei Röhren für Meßzwecke bevorzugt werden, ist für die Photographie ein von $\eta$ abweichender photographischer Wirkungsgrad $\eta_p$ gültig, der streng genommen für jede Kombination zwischen Leuchtsalzen und Filmsorten besonders ermittelt werden muß. Die allgemein gültige Schreibgeschwindigkeitsformel heißt jetzt:

$$v_{s\max} = a \cdot \frac{d^2}{f^2} \cdot \frac{U_a \cdot J_s \cdot \eta_p \cdot 10^{\beta}}{2G \cdot (V+1)^2} \text{ km/sec}. \quad (8)$$

## Diskussion der Formel.

Die Lichtstärke der abbildenden Optik wird durch den Ausdruck $a \cdot \frac{d^2}{f^2}$ gekennzeichnet. Forch und Lehmann[1]) haben für eine größere Zahl von Objektiven die Lichtverluste angegeben (Tabelle Ia). Die Zusammenstellung wurde noch um einige neuere Objektive bereichert (Tabelle Ib). Die hier genannten Zahlen beruhen auf Angaben der Herstellerfirma. Der Faktor $a$ eines Objektivs ist abhängig von der spektralen Verteilung des Schirmlichtes und der spektralen Empfindlichkeitskurve des Films. Die angegebenen Werte für weißes Licht geben also nur einen ungefähren Anhaltspunkt.

Tabelle Ia.

| Objektiv | $f/d$ | $f$ | $a$ | $a \cdot \frac{d^2}{f^2}$ |
|---|---|---|---|---|
| Ernostar .. | 35 mm | 2,0 | 0,6 | 0,15 |
| Ernostar .. | 50 mm | 2,0 | 0,58 | ~ 0,15 |
| Tessar .... | 150 mm | 4,5 | 0,75 | 0,037 |

Diese Werte gelten für Bogenlampenlicht mit vorgeschalteter Gelbscheibe.

Tabelle Ib.

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| Xenar .... | 75 mm | 2,9 | 0,7 | 0,083 |
| Xenon .... | 35 mm | 2,0 | 0,65 | 0,162 |

Der Einfluß der Vergrößerung, die bei der Abbildung gewählt wird, wird durch $\frac{1}{(V+1)^2}$ angegeben.

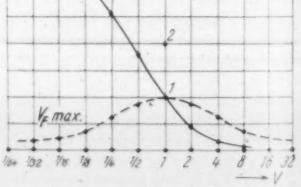



Fig. 3. Die Abhängigkeit der maximalen Schreibgeschwindigkeit von der gewählten Vergrößerung $V$
——— gilt für die auf dem Leuchtschirm gemessene Geschwindigkeit.
- - - - - gilt für die auf dem Film gemessene Geschwindigkeit.

Fig. 3 zeigt den Wert dieses Ausdrucks für verschiedene $V$ (ausgezogene Kurve). Die Ordinaten sind vervierfacht. Man kann demnach bei einer Verkleinerung von z. B. 1:16, etwa 1,6mal so schnelle Vorgänge aufnehmen, als bei Abbildung 1:1; die Schwärzung des Oszillogramms ist in beiden Fällen die gleiche.

Stärker zu verkleinern als etwa 1:16 hat wenig Sinn, da an Schreibgeschwindigkeit keine 10 Proz. mehr gewonnen werden können und an Leserlichkeit des Oszillogramms verloren geht.

1) C. Forch und E. Lehmann, Kinotechn. 10, 1928, Nr. 1.

Unter Umständen ist es zweckmäßig, als Schreibgeschwindigkeit nicht die Fleckgeschwindigkeit $v_s$ auf dem Leuchtschirm, sondern die Geschwindigkeit $v_f$ des Fleckbildes auf dem Film zugrundezulegen. Multipliziert man Gleichung (8) beiderseits mit der Vergrößerung $V$, so erhält man eine Formel für die auf dem Film gemessene maximale Schreibgeschwindigkeit $v_{f\max}$

$$v_{f\max} = a \frac{d^2}{f^2} \cdot \frac{U_a \cdot J_s \cdot \eta_p 10^\beta \cdot V}{2 \cdot G (V+1)^2_a} \text{ km/sec.} \quad (9)$$

Die gestrichelte Kurve in Fig. 3 zeigt die Abhängigkeit von $v_{f\max}$ von der gewählten Vergrößerung $V$. Der günstigste Wert ist $V = 1$. Will man ein Oszillogramm in einer bestimmten Größe erhalten, bei möglichst guter Schwärzung, so kommt man am besten zum Ziel, wenn man durch Änderung der Ablenkspannungen dafür sorgt, daß das Oszillogramm auf dem Schirm in der gewünschten Größe entsteht und dann 1:1 abbildet.

Ein kleiner Fleckdurchmesser $D$ ist für die Schärfe des Oszillogramms erwünscht und für die erzielbare Schreibgeschwindigkeit günstig. Die Schreibgeschwindigkeit hängt dabei nicht von der Leuchtdichte im Fleck ab, sondern von dem Produkt aus Leuchtdichte und Fleckdurchmesser, gemessen durch den Bruch $\frac{J_s}{D}$. Bei Braunschen Röhren mit Gaskonzentration ist der Fleckdurchmesser innerhalb der normalen Betriebsbedingungen von der Strahlstromstärke nur wenig abhängig. Bei Hochvakuumröhren wird mit steigendem Strahlstrom der Leuchtfleck größer.

Man kann zwar mit den zur Zeit verfügbaren Hochvakuumröhren Werte für $\frac{J_s}{D}$ erreichen, die etwa halb so groß sind als bei gasgefüllten Röhren unter gleichen Betriebsbedingungen. Doch ist der Fleckdurchmesser dann etwa 2–4mal größer als beim Gasrohr.

Die Fig. 4 zeigt die Werte für $\frac{U_a \cdot J_s}{D}$ einer gasgefüllten Röhre von durchschnittlicher Qualität. Der zugehörige Fleckdurchmesser ist ebenfalls eingetragen. Die gestrichelte Kurve bezieht sich auf eine Hochvakuumröhre; hier wurde der Strahlstrom bei jeder Anodenspannung so groß gemacht, daß der Fleckdurchmesser etwa 1 mm erreichte[1]).

Die Überlegenheit der gasgefüllten Braunschen Röhre für photographische Registrierung ist unverkennbar. Sie erlaubt mehr als doppelt so große Schreibgeschwindigkeiten als das Hochvakuumrohr und liefert durchweg schärfere Oszillogramme.

Endlich hängt die Schreibgeschwindigkeit $v_{s\max}$ von der Größe des Produktes $\eta_p \cdot 10^\beta$ ab, d. h. von der Empfindlichkeit $\beta$ der photographischen Schicht, die wir in n/10° DIN ausgedrückt haben und dem jeweils gültigen photographischen Wirkungsgrad $\eta_p$. Von allen möglichen Kombinationen zwischen Leuchtsalzen und Filmsorten wird es gewiß eine günstigste geben. Allgemein gültige und genaue Angaben hierfür sind aber vorerst nicht möglich, so daß die Genauigkeit der Schreibgeschwindigkeitsformel durch die Unsicherheit dieses Faktors beschränkt ist.

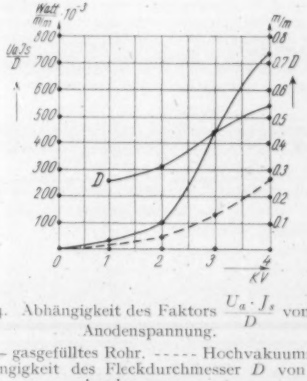



Fig. 4. Abhängigkeit des Faktors $\frac{U_a \cdot J_s}{D}$ von der Anodenspannung.
——— gasgefülltes Rohr. - - - - - Hochvakuumrohr. Abhängigkeit des Fleckdurchmesser $D$ von der Anodenspannung.

Die photometrisch bestimmten[1]) Wirkungsgrade $\eta_l$ weichen bei verschiedenen Leuchtsalzen stark voneinander ab. Die Praxis der Registrierung zeigt aber, daß die photographischen Wirkungsgrade $\eta_p$ sich weit weniger unterscheiden. So leistet das blaue Kalziumwolframat ($\eta_l = 0{,}25$ HK/Watt) und das grüne Kadmiumwolframat ($\eta_l = 0{,}8$ HK/Watt) nicht weniger als eine andere grünleuchtende Mischung mit $\eta_l = 3{,}5$ HK/Watt. Aus den Schreibgeschwindigkeiten, die in den auf Tafel IV wiedergegebenen Oszillogrammen noch registriert sind, berechnet man für Kadmiumwolframat ein $\eta_p = 3{,}0$ HK/Watt bei 4000 Volt Anodenspannung. $\eta_p$ hängt außerdem noch stark von der Elektronengeschwindigkeit ab, was seinen Grund in der Verschiedenheit der Eindringtiefen haben dürfte.

[1]) Die Kurven beziehen sich auf Röhren mit einer elektronenoptischen Bildweite von etwa 30 cm.

[1]) An Durchsichtsschirmen gemessene Werte. M. v. Ardenne, Fernsehempfang, Weidmannsche Buchhandlung, Berlin 1935.

Die Fig. 5 zeigt die bei einer normalen Röhre[1]) gemessene Abhängigkeit des photographischen Wirkungsgrades von der Anodenspannung der Röhre[2]).

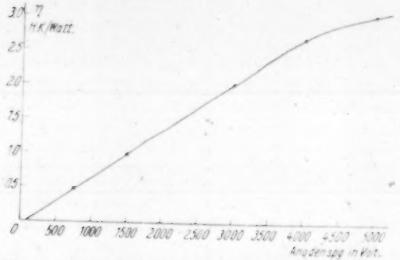



Fig. 5. Die Abhängigkeit des photographischen Schirmwirkungsgrades von der Anodenspannung nach Messungen M. v. Ardennes, gemessen bei a) Rasterfläche 10 · 10 cm, b) $J_a = 100\,\mu$ Amp. (Meßwert durch Division mit $U_a$ auf konstante Leistung bezogen). Gesinterter Kadmiumwolframatschirm.

Im allgemeinen wird man bei allen gebräuchlichen Leuchtsalzen mit einem $\eta_{lp} = 2$ HK/Watt bei 4 kV Anodenspannung die richtige Größenordnung für $v_{s\,max}$ vorausberechnen können, wenn man $\eta_{lp}$ außerdem proportional der Anodenspannung ansetzt.

Eine genauere Vorausberechnung als $\pm$ 50 Proz. in $v_{s\,max}$ hat auch wegen der möglichen Empfindlichkeitsänderung der Negativschicht, die während der zulässigen Lagerzeit $3/10^2$ DIN betragen darf, keinen praktischen Wert.

Die Fig. 6a–c zeigen drei Oszillogramme, die mit 18facher Verkleinerung aufgenommen sind, einmal in Abzug vom Originalnegativ und einmal in 4facher Vergrößerung. Als Negativmaterial diente der Agfa ISS Isopan-Super-Spezial-Kleinbildfilm, für den eine Empfindlichkeit von $20/10^\circ$ DIN angegeben wird. Zur Aufnahme stand eine ausgezeichnet helle Röhre zur Verfügung (Type Leybold-v. Ardenne, Standard-Gassystem), die bei der benutzten Betriebsspannung von 4 kV einen Anodenstrom von 300 $\mu$A lieferte. Die aufgenommenen Schwingungen haben folgende Daten:

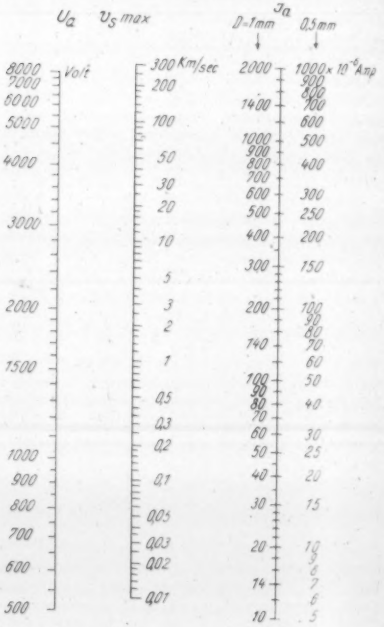
| | Amplitude auf dem Schirm $A$ | Frequenz der Schwingung | Fleckgeschwindigkeit bei Durchgang durch die Strahlruhelage $v_s$ |
|---|---|---|---|
| Abb. 6a . | 6 cm | 20000 | 7,5 km/sec |
| Abb. 6b . | 1,5 cm | 100000 | 9,4 km/sec |
| Abb. 6c . | 5,5 cm | 50000 | 17,3 km/sec |

1) Type Leybold-v. Ardenne, Standard-Gassystem mit besonders niedrigem Gasdruck.

2) Nach Messungen von M. v. Ardenne.

Die Aufnahmen wurden mit einem Tessar $f = 50$ mm, 1:3,5 Öffnungsverhältnis, Durchlässigkeit $a \cong 0{,}6$ gemacht. $D = 0{,}5$ mm. Aus der Formel berechnet man mit diesen Zahlen ein $\eta_{lp} = 3{,}0$ HK/Watt für den gesinterten Kadmiumwolframatschirm. Dieses $\eta_{lp}$ bewährt sich in Verbindung mit allen panchromatischen Filmsorten.

Abhängigkeit der Schirm-Schreibgeschwindigkeit $v_{s\,max}$ von der Anodenspannung $U_a$ und dem Strahlstrom $J_a$ für die Fleckdurchmesser $D = 0{,}5$ und 1 mm.




Parameter:

Öffnungsverhältnis der Optik $\frac{d}{f} = 1:2$

Absorptionskoeffizient der Optik $a = 0{,}7$

Photogr. Schirmwirkungsgrad $\eta_{lp} = 3$ HK/Watt (bei $U_a = 5000$ Volt u. Leybold-v.-Ardenne-$C_dWO_4$- oder $C_aWO_4$-Schirmen)

Photographische Empfindlichkeit $\beta = \frac{2}{1}$ DIN° $= 2$ (z. B. Agfa ISS, Isopan-Super-Spezial-Kleinbildfilm)

Verkleinerungsverhältnis $V = 1:4$

Errichte Schwärzung $S = 0{,}1$

$$v_{s\,max} = \frac{d^2}{f^2} \cdot a \cdot \frac{U_a \cdot J_a}{D} \cdot \eta_{lp} \cdot 10^{\beta} \cdot \frac{1}{2\,(V+1)^2}$$

Fig. 7. Schreibgeschwindigkeitsnomogramm nach Manfred v. Ardenne.

Bei einer Schreibgeschwindigkeit von etwa 17 km/sec ist das Gebiet erreicht, wo sich die Trägheit der Gaskonzentration durch Nachlassen der Fleckschärfe bemerkbar macht, und wo dann auch die Anomalien der Ablenkempfindlichkeit zu erwarten sind[1]). Noch höhere Schreibgeschwindigkeiten mit gaskonzentrierten Braunschen Röhren anzustreben, ist daher wenig wertvoll.

Durch etwas höheren Aufwand auf seiten der Aufnahmeoptik gelingt es auch mit Durchschnittsröhren, die bei 4 kV Anodenspannung etwa 0,1 mA Strahlstrom liefern, diese Schreibgeschwindigkeitsgrenze zu erreichen. Es genügt, bei den hier beschriebenen Aufnahmebedingungen eine Optik 1:2. Falls die starke Verkleinerung unerwünscht ist, muß man zu einem Öffnungsverhältnis von 1:1,5 übergehen.

Die Fig. 7 zeigt ein auf Grund der Formel (8) und der in Fig. 5 dargestellten Messung des Wirkungsgrades $\eta_p$ entworfenes Nomogramm, das bei empfehlenswerten Aufnahmebedingungen (Vergrößerung $\frac{1}{4}$, $\frac{d}{f} = 1:2$) die jeweils erreichbaren Schreibgeschwindigkeiten direkt zu entnehmen gestattet[2]).

Das Nomogramm hat sich bei Betriebsspannungen von 0,5 kV aufwärts durchaus bewährt.

Zur Aufnahmetechnik ist noch folgendes zu bemerken: Bei schnellen Registrierungen, wo mit verhältnismäßig großen Strahlleistungen gearbeitet werden muß, besteht bei unzweckmäßigem Arbeiten stets die Gefahr, daß das Leuchtsalz im Elektronenbrennfleck überlastet wird. Bei der schlechten Wärmeleitfähigkeit der Glasunterlage können so hohe Temperaturen entstehen, daß das Leuchtsalz Strukturänderungen erleidet, die stets Verschlechterung der Lichtausbeute zur Folge haben. Die Gefahr der Leuchtsalzschädigung ist besonders groß beim Registrierverfahren auf bewegten Film, wo ja der Leuchtfleck nacheinander immer wieder dieselben Stellen des Schirms überstreicht. Bei den Strahlleistungen, die bei 4 kV Betriebsspannung auftreten, ist schon nach wenigen Minuten eine irreversible Schädigung des Leuchtsalzes zu erwarten. Bei langer Betriebsdauer kann die betreffende Schirmstelle sogar ganz zerstört werden.

Es empfiehlt sich deshalb zum Zwecke der Scharfeinstellung den Fleck in einer Richtung mit Wechselspannung abzulenken und ihn zudem an eine solche Stelle des Schirms zu bringen, die bei der Registrierung nicht benötigt wird, und zwar zweckmäßig durch elektrostatische Ablenkung, nicht durch magnetische, da bei letzterer die Schädigung durch negative Ionen nicht ausgeschlossen wäre. Das wesentliche ist, dafür zu sorgen, daß der Fleck nur die wenigen Sekunden, die die Registrierung in Anspruch nimmt, die für die Registrierung reservierte Schirmstelle beschreiben kann.

1) M. v. Ardenne, Zeitschr. f. Hochfrequenztechn. u. Elektroakust. **39**, 18, 1932 und W. Heimann, ebenda **40**, 127, 1932.
2) Nach M. v. Ardenne.

### Zusammenfassung.

Es wird eine Formel angegeben, die die Vorausberechnung der mit Braunschen Röhren bei Außenphotographie mit Kamera und Linse erreichbaren Schreibgeschwindigkeiten gestattet. Mit neuen Röhrentypen erzielte Oszillogramme werden gezeigt, die Schreibgeschwindigkeiten bis zu 17 km/sec enthalten, die bei 4 kV Betriebsspannung mit einer Optik 1:3,5 aufgenommen wurden.

Köln, Laboratorium der Leybold und v. Ardenne Oszillographen-Gesellschaft m. b. H.

(Eingegangen 20. Juli 1936.)

## Über die Einwirkung eines elektrischen Feldes auf die Intensität des Tyndallichtes bei verschiedener Form der Kolloidteilchen.

Von H. Uerlings.

Mit Tafel V.

Versuche von H. Diesselhorst und H. Freundlich[1]) zeigten, daß es möglich ist, die Intensität des Tyndallichtes durch einheitliche Ausrichtung der nicht kugelförmigen Teilchen eines Sols zu beeinflussen. Nach Lord Rayleigh kann das Tyndallicht unter der Voraussetzung, daß die Kolloidteilchen kugelförmig und klein gegenüber der Wellenlänge des auf sie treffenden Lichtes sind, als Strahlung eines Dipols aufgefaßt werden. Da das Kolloidteilchen eine andere Dielektrizitätskonstante als das Dispersionsmittel hat, entstehen im Felde des elektrischen Vektors der einfallenden Lichtwelle schwingende Polarisationsladungen, die sich mit der Frequenz der Lichtwelle ändern. Die Stärke der Polarisation ist abhängig von der Teilchenform. Bei in Richtung des elektrischen Vektors langgestreckten Teilchen tritt eine stärkere Polarisation ein als bei kurzen Teilchen, da die Schwächung des ursprünglichen Feldes durch die in großem Abstand voneinander befindlichen Polarisationsladungen kleiner ist als bei kurzen Teilchen.

Es gilt also, gleichviel ob das Teilchen größere oder kleinere Dielektrizitätskonstante als

1) H. Diesselhorst und H. Freundlich, Physik. Zeitschr. **16**, 419, 1915; **17**, 117, 1916.

das umgebende Medium hat: Teilchen, die in Richtung des elektrischen Vektors langgestreckt sind, senden stärkeres Tyndallicht aus als solche, die kurz in dieser Richtung sind.

Nach Diesselhorst und Freundlich sind Kugeln, Scheiben und Zylinder die Teilchenformen, deren Achsenverhältnisse die Form eines Kolloidteilchens am zweckmäßigsten festlegen. In Analogie zur kinetischen Gastheorie denken sie sich die ungeordnet liegenden Teilchen in drei Gruppen geteilt, die mit ihren bevorzugten Achsen in drei aufeinander senkrechten Richtungen orientiert sind. Die erste Richtung sei parallel der Schwingungsrichtung des elektrischen Vektors eines die Lösung durchsetzenden, linear polarisierten Lichtstrahles. Die zweite falle mit der Lichtstrahlrichtung zusammen. Die dritte sei parallel der Polarisationsebene und stehe senkrecht auf der Lichtstrahlrichtung.

In einer kolloiden Lösung mit zylinderförmigen Teilchen tragen nur Teilchen der ersten Richtung wesentlich zum Tyndallicht bei. Gelingt es, die Teilchen der beiden übrigen Gruppen ebenfalls in diese Lage zu bringen, so muß die Intensität des Tyndallichtes zunehmen. Hierfür wurde in einem Ausflußrohr eine laminare Strömung erzeugt. Bei Eintritt der Strömung stellen die Teilchen sich mit ihren längsten Achsen in Flächen gleicher Strömungsgeschwindigkeit ein. Durch Intensitätsvergleich des Tyndallichtes bei ruhendem und fließendem Sol war es Diesselhorst und Freundlich möglich, auf die Teilchenform zu schließen.

Es sollte nun festgestellt werden, ob die Kolloidteilchen auch durch ein elektrisches Feld ausgerichtet werden. Als Vertreter von Solen mit nicht kugelförmigen Teilchen wurden untersucht: Vanadinpentoxydsol, blaues Goldsol, Benzopurpurinsol und Eisenhydroxydsol.

Die Versuchsanordnung besteht aus Bogenlampe, Nikol, Schlitzblende und einem mit Innenelektroden versehenen Leyboldschen Trog. Die Elektrodenflächen sind parallel der Breitseite des Troges. Senkrecht zur Schmalseite trifft das linear polarisierte Licht der Projektionslampe auf. Die Schwingungsrichtung des elektrischen Vektors kann so eingestellt werden, daß sie entweder parallel oder senkrecht zur Feldlinienrichtung steht. Ist die Polarisationsebene parallel den Elektrodenflächen, also der elektrische Vektor in Feldrichtung, so liegt in dieser Ebene und senkrecht zur Lichtstrahlrichtung das Ausstrahlungsmaximum der Tyndallstrahlung, während die Intensität in der zur Polarisationsebene senkrechten Ebene gleich Null ist. Stäbchenförmige Teilchen vorausgesetzt, befindet sich nach der eben gegebenen Erklärung ein Drittel aller Teilchen in der für die Ausstrahlung günstigen Lage senkrecht zu den Elektrodenplatten. Beim Anschalten eines Gleich- oder Wechselfeldes zeigte sich eine deutliche Zunahme der Ausstrahlung. Das Tyndallicht der zwischen den Elektroden befindlichen Flüssigkeit war deutlich stärker als die Strahlung der Flüssigkeitsschichten, die sich außerhalb des Bereiches der Elektroden befanden. Nach Abschalten des Feldes ging die Aufhellung wieder langsam zurück, da die Teilchen infolge der Brownschen Bewegung wieder einer ungeordneten Lage zustrebten. Aus dieser Zunahme geht hervor, daß die Teilchen sich mit ihrer Längsachse in die Feldlinienrichtung legen.

Es wurde dieser Richteffekt beobachtet am Vanadinpentoxydsol, am blauen Goldsol, weniger deutlich am Eisenhydroxydsol. Sole mit anerkannt kugelförmigen Teilchen wie z. B. Silbersol, rotes Goldsol und Mastixtrübung ließen dagegen keinerlei Einwirkung eines elektrischen Feldes erkennen. Kurz zusammengefaßt ergaben die Versuche folgendes Ergebnis: Beim Anlegen eines Feldes tritt bei Solen mit nicht kugelförmigen Teilchen Aufhellung des Tyndallichtes ein, wenn Feldlinienrichtung und Schwingungsrichtung des elektrischen Vektors zusammenfallen und die Beobachtungsrichtung senkrecht zu diesen und der Lichtstrahlrichtung steht.

Wählt man den elektrischen Vektor senkrecht zur Feldlinienrichtung, so muß die Tyndallstrahlung durch eine kleine Bohrung in den Elektroden beobachtet werden. Beim Anschalten des Feldes tritt wieder die Ausrichtung ein. Es werden jetzt alle Teilchen mit ihrer Längsachse senkrecht zum elektrischen Vektor und parallel zur Blickrichtung orientiert. Der Versuch zeigte die erwartete Verdunklung des Tyndallichtes beim Vanadinpentoxydsol. Bei den anderen Solen war die Erscheinung infolge der ungünstigen Beobachtungsverhältnisse nicht mit Sicherheit zu erkennen.

Bei dem Versuch, die Richtwirkung eines elektrischen Feldes im Ultramikroskop subjektiv sichtbar zu machen, gelangen nachfolgende Aufnahmen, die das Verhalten der Kolloidteilchen in Gleich- und Wechselfeld zeigen. Der Soltropfen befand sich hierbei zwischen zwei auf dem Objektglas angebrachten Silberstreifen als Feldelektroden.

Fig. 1 zeigt ein unbeeinflußtes Silbersol. Die Teilchen haben den Weg, den sie infolge der Brownschen Bewegung zurücklegten, auf die Platte aufgezeichnet.

Fig. 2 zeigt das gleiche Sol im Gleichspannungsfeld. Es ist deutlich zu sehen, wie die Brownsche Bewegung von einer Bewegungskomponente in Richtung des Feldes überlagert wird, die durch eine Ladung des Teilchens verursacht ist.

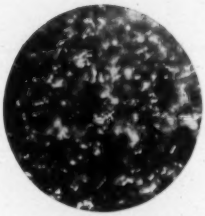


Abb. 1. *Ag*-Sol. Brownsche Bewegung.

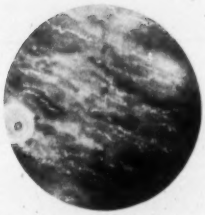


Abb. 2. *Ag*-Sol. Brownsche Bewegung überlagert durch Strömung im Gleichspannungsfeld.

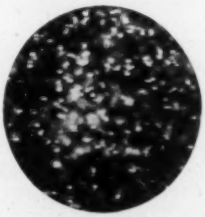


Abb. 3. *Ag*-Sol im Wechselfeld.

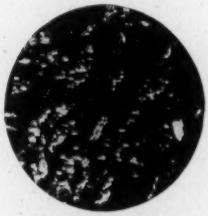


Abb. 4. *Ag*-Sol. Elliptische Bewegung im Wechselfeld überlagert durch Strömen.

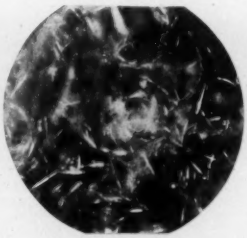


Abb. 5. $V_2O_5$-Sol.

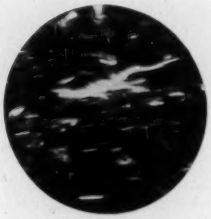


Abb. 6. $V_2O_5$ im Gleichspannungsfeld.

Fig. 3 zeigt das Sol im Wechselfeld. Alle Teilchen sind in eine Lichtlinie ausgezogen, deren Richtung mit der Feldrichtung übereinstimmt. Die Länge der Linie war proportional der angelegten Spannung. Die lineare Schwingung konnte leicht in sinusförmige Schwingungen aufgelöst werden, indem man an eine Seite des Deckgläschens noch einen kleinen Tropfen der Lösung brachte, welcher die Flüssigkeit zum Fließen brachte.

In der Nähe der Elektroden wurde häufig ein Schwingen der Teilchen auf ellipsenförmigen Bahnen beobachtet. Fig. 4 zeigt diese Ellipsen, welche infolge Strömens der Flüssigkeit spiralig aufgelöst sind. Die elliptische Schwingung trat um so leichter ein, je höher die angelegte Wechselspannung (bis 220 Volt) war. Eine derartige Schwingung kann nur dadurch entstehen, daß das Teilchen zwei schräg oder senkrecht zueinander stehende Schwingungen ausführt, die phasenverschoben sind. Man kann annehmen, daß das Deckgläschen zu Schwingungen im Wechselfeld angeregt wird. Als erzwungene Schwingung eines Resonators mit Dämpfung ist diese Schwingung phasenverschoben gegen die Erregerschwingung. Die schwingende Bewegung des Deckgläschens überträgt sich auf die Flüssigkeitsschicht, die hierdurch in Schwingungen gerät, die senkrecht zur Schwingungsrichtung des Deckgläschens stehen. Die Elektrodenränder schreiben den Teilchen die seitliche Ausweichrichtung vor. Diese ist parallel den Elektrodenrändern, also senkrecht zur Feldrichtung. So ist es auch verständlich, daß die elliptischen Schwingungen vorzugsweise in Elektrodennähe beobachtet wurden. Die Erscheinung war subjektiv wesentlich besser zu sehen als photographisch festzuhalten.

Fig. 5 zeigt die stäbchenförmigen Teilchen des Vanadinpentoxydsols im ungerichteten Zustande. Die Teilchen sind mit ihrer langen Achse nach allen möglichen Richtungen hin orientiert. Da die Intensität des Tyndallichtes eines einzelnen Teilchens im Verhältnis zum Silbersol klein war, war es für die Aufnahme günstig, daß die Brownsche Bewegung der Teilchen sehr träge war.

Fig. 6 läßt deutlich die Ausrichtung der Teilchen im Gleichspannungsfeld erkennen. Beim Anlegen einer Spannung durchzogen die Teilchen in Schwärmen das Gesichtsfeld. Alle waren sie mit ihrer Längsachse in die Strömungsrichtung orientiert. Da das Sol sehr empfindlich war gegen Ladungsänderungen, so war es unvermeidlich, daß ein Teil während der Aufnahme koagulierte. Die lange das Gesichtsfeld durchziehende faserige Aufhellung ist koaguliertes Vanadinpentoxydsol.

Die Versuche mit elektrischem Feld wurden ausgeführt in der Absicht, eine direkte Richtwirkung des Feldes auf die Teilchen und ihren Einfluß auf das Tyndallsche Streulicht festzustellen. Gestreckte Teilchen müssen bei höherer Dielektrizitätskonstante, oder wenn sie Leitvermögen besitzen, sich in Richtung der Feldlinien einstellen. Da die kolloiden Teilchen aber auch als Ganzes sich stets geladen erweisen, fließen sie im Gleichspannungsfeld und führen im Wechselfeld eine schwingende Bewegung parallel der Feldlinienrichtung aus. Auch hierdurch dürften zusätzliche Richteffekte eintreten.

Die Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Technischen Hochschule Aachen auf Anregung von Professor Dr. H. Starke ausgeführt, dem ich für das ihr entgegengebrachte Interesse meinen besten Dank ausspreche. Einen Teil der verwendeten Sole stellte mir Herr Dr.-Ing. habil. W. Schröder in freundlichster Weise zur Verfügung, wofür ich ihm an dieser Stelle herzlichst danke.

Aachen, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, Mai 1936.

(Eingegangen 4. Juli 1936.)

## Messung von Dämpfungsdekrementen an Piezokristallen.

Von Heinrich Gockel.

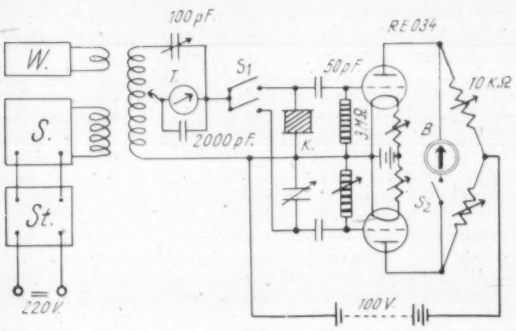
Dämpfungsdekremente schwingender Piezokristalle sind bisher wenig gemessen worden. Die dabei gefundenen Werte sind meist zu groß, da die Halterung der Kristalle, die mitschwingenden Luftmassen der Umgebung, und die mit dem Kristall verbundenen elektrischen Kreise eine zusätzliche Dämpfung bringen.

In dieser Arbeit wird eine Meßanordnung entwickelt und für eine Anzahl Kristalle benutzt, bei der das log. Dämpfungsdekrement aus dem Abklingvorgang der Amplitude des frei und elektrisch unbelastet ausschwingenden Kristalles bestimmt wird. Es wurde dabei zunächst der Einfluß der umgebenden Luft, der Einfluß der Elektrodenform und der Oberflächenbeschaffenheit der Kristalle untersucht. Weiter wurden die Dekremente für einige Stoffe gemessen, für die die Dämpfungen bisher noch nicht bestimmt waren.

Die Meßanordnung besteht aus drei Teilen:

1. Dem Hochfrequenzgenerator $S$ zur einmaligen Erregung des Kristalles $K$ in seiner Resonanzfrequenz.
2. Dem Röhrenvoltmeter mit ballistischem Galvanometer $B$ zur Messung der Schwingungsenergie des Kristalles nach der Abschaltung vom Generator.

3. Dem Kurzzeitschalter $S_1-S_2$, der den schwingenden Kristall vom Generator abschaltet und darauf nach einer variabel einstellbaren sehr kurzen Zeit das Galvanometer einschaltet.




Der Kristall $K$ ist induktiv an den Sender $S$ angekoppelt, der seine Spannungen über die Stabilovoltanlage $ST$ aus dem Gleichstromnetz erhält. Die Resonanzfrequenz des Kristalles wird mit Hilfe des Wellenmessers $W$ ermittelt. Zum Nachweis der Resonanz dient das Thermoinstrument $T$. Um den Ruhestrom zu kompensieren, wird dem Instrument über einen Drehkondensator von 100 pF eine Spannung entgegengesetzter Phase zugeführt, die von der verlängerten Kopplungsspule abgenommen wird.

Für das Doppel-Röhrenvoltmeter in Kompensationsschaltung war die vollkommene Symmetrie der Anordnung besonders auch in bezug auf die Kapazitäten an den Gittern erforderlich. Es werden so kapazitive Rückwirkungen bei der Öffnung des Schalters $S_1$ kompensiert. Als Kurzzeitschalter $S_1-S_2$ diente ein Helmholtzpendel, dessen Schalthebel für das Arbeiten mit Hochfrequenzströmen umgebaut wurden.

Nimmt man nun die $e$-Funktion der Amplitude des ausschwingenden Kristalles in Abhängigkeit von der Zeit zwischen der Öffnung des Schalters $S_1$ und der Einschaltung des ballistischen Galvanometers durch $S_2$ auf, so läßt sich aus der Halbwertzeit der Energie und aus der Frequenz des schwingenden Kristalles leicht das Dämpfungsdekrement bestimmen.

Die Meßergebnisse sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt. Die Angaben der ersten Spalte enthalten außer der Kristallart noch die Richtungen des erregenden elektrischen Feldes und der mechanischen Schwingung des Kristalles, bezogen auf das kristallographische Hauptachsensystem.

| Kristallart und Orientierung | Wellenlänge in m | Schallgeschwindigkeit in m/sec. | Log. Dämpfungsdekrement $\times 10^4$ |
|---|---|---|---|
| Quarz. | | | |
| Feld und Schwingung in der $x$-Achse ..... | 360 | 5450 | In Luft: |
| | | | Feste Elektroden ..... 1,43 |
| | | | Siebelelektroden ..... 1,04 |
| | | | Im Vakuum: |
| | | | Stark versilbert ..... 0,95 |
| | | | Schwach versilbert ..... 0,53 |
| | | | Unversilbert ..... 0,53 |
| Turmalin. | | | |
| Feld und Schwingung in der $z$-Achse ..... | 296 | 7500 | Unlackiert ..... 1,69 |
| | | | Lackiert ..... 2,94 |
| Asparagin. | | | |
| Feld in der $x$-Achse, Schwingung 30° zu $y-z$ | 640 | 3480 | Unlackiert ..... 1,63 |
| | | | Lackiert ..... 2,30 |
| Urotropin. | | | |
| Feld und Schwingung unter 45° zu $x-y$ ..... | 830 | 2100 | Unlackiert ..... 1,80 |
| | | | Lackiert ..... 2,53 |
| Rhamnose. | | | |
| Feld und Schwingung unter 45° zu $x-z$ ..... | 930 | 2100 | Unlackiert ..... 1,80 |
| | | | Lackiert ..... 3,45 |
| Rhamnose. | | | |
| Feld in der $z$-Achse, Schwingung 45° zu $x-y$. | 1340 | 2880 | Unlackiert ..... 2,62 |
| | | | Lackiert ..... 4,26 |
| Seignettesalz. | | | |
| Feld unter 45° zu $x-y-z$, Schwingung transversal ..... | 885 | 1480 | Unlackiert ..... 4,30 |
| | | | Lackiert ..... 7,30 |

Bei den Messungen wurden die Präparate zwischen den Elektroden auf sehr dünne elastische Kokonfädchen aufgelegt, wodurch eine gute Reproduzierbarkeit der Werte erreicht wurde. Um die Belastung der Kristalle durch mitschwingende Luftmassen zu vermeiden, waren die Oszillatoren im Vakuum angeordnet.

Die Meßergebnisse zeigten, daß eine dünne Versilberung der Kristalle, durch welche die Oberfläche gerade leitend geworden war, keine Erhöhung des Dekrementes bewirkte. Trotzdem ist eine von H. Straubel[1]) angenommene Erhöhung der Dämpfung durch die in der Silberschicht fließenden Ausgleichströme möglich, wenn der Quarz stärker belastet wird. Bei diesen Messungen, bei denen die Kristalle absichtlich sehr schwach erregt waren, war jedoch kein Unterschied gegenüber unversilberten Kristallen festzustellen. Bemerkenswert ist die Verringerung der Dämpfung bei Benutzung von Siebelektroden, die der mitschwingenden Luft nur geringen Widerstand bieten.

Eine dünne Lackierung mit Zaponlack beeinflußt die Schwingung ziemlich stark. Die Dämpfung wurde im Mittel um etwa 60 Proz. größer. Diese bei allen Kristallen fast gleiche Erhöhung der Verluste zeigt, daß die Präparate bei der Messung sehr gut getrocknet waren. Die geringste Oberflächenleitfähigkeit der zum Teil hygroskopischen Stoffe bewirkt einen raschen Ausgleich der Ladungen.

Bei Seignettesalz machten sich die schon bekannten Hysteresiserscheinungen unangenehm bemerkbar. Die Schwingungen wurden nach einigen Minuten immer schwächer. Nachdem sich der Kristall einige Zeit erholt hatte, zeigte er wieder das ursprüngliche Verhalten. Ähnliche Vorgänge wurden an Urotropin beobachtet, wenn auch nicht in so starkem Maße.

Der zur Messung benutzte Turmalinkristall zeigte kleine Unklarheiten. Bei sehr gutem Material wird das Dekrement wahrscheinlich noch kleiner sein. Neben Quarz zeigte besonders Asparagin sehr gute Schwingungseigenschaften. Die Kristalle sind fast vollkommen unhygroskopisch und haben eine verhältnismäßig kleine Dämpfung. Im allgemeinen nehmen die Verluste bei den Stoffen mit kleinerer Schallgeschwindigkeit zu.

Zusammenfassung.

Es wird eine Methode beschrieben, die das Dämpfungsdekrement schwingender Piezokristalle aus dem Abklingvorgang des frei und unbelastet ausschwingenden Kristalles zu bestimmen gestattet. Die Meßergebnisse zeigen, daß die Dämpfung im allgemeinen bei Stoffen mit kleinerer Schallgeschwindigkeit zunimmt. Das Dekrement hängt in starker Weise von der Oberflächenbeschaffenheit der Kristalle ab. Neben Quarz und Turmalin scheint Asparagin für technische Anwendungen geeignet.

Ich bin Herrn Prof. Dr. M. Reich für seine dauernde Förderung und seine Ratschläge bei der Ausführung dieser Arbeiten zu großem Dank verpflichtet. Der Firma O. Geigy, Basel, danke ich für Überlassung von Rhamnose-Rohmaterial.

Göttingen, Institut für angewandte Elektrizität der Universität, Mai 1936.

(Eingegangen 26. Juni 1936.)

[1]) H. Straubel, Hochfrequenztechnik u. Elektroakustik. Bd. 46; S. 4. Juli 1935.

## Über Einsatzpotentiale bei Lichtanregung in *Hg* beim Stoß von $Li^+$, $Na^+$, $K^+$, $Rb^+$, $Cs^+$.

Von O. Henle und W. Maurer.

(Mit Tafel VI.)

In einer kürzlich an anderer Stelle erschienenen Arbeit berichtete der eine von uns[1]) über Lichtanregung beim Stoß von *K*-Ionen gegen *He*-Atome. Er fand bei 1100 Volt einen starken Anstieg der *K* II-Linien. Unterhalb 1100 Volt überwogen die *He* II-Linien und oberhalb 1100 Volt die *K* II-Lininen. Die Anregungsfunktion der *K* II-Linien verlief nicht schroff in die Voltachse, sondern asymptotisch, wie man das beim Korpuskularstoß erwarten sollte.

Es war das Ziel dieser Arbeit, für den Stoß von Alkaliionen gegen *Hg*-Atome nach ähnlichen „Einsatzpotentialen" zu suchen.

### 1. Versuchsanordnung.

Fig. 1 enthält eine schematische Darstellung der Versuchsanordnung. Sie besteht im wesentlichen aus 3 Teilen: Einem langen in der Mitte verengten Glasrohr und den Schliffen *A* und *B*. Auf den Glasrohransätzen des Schliffes *A* war der eigentliche Beobachtungsraum (an der Stelle des eingezeichneten Kreises) und auf Schliff *B* die Anode aufgebaut. Alle Metallteile bestanden aus Kupfer. Die Blende *L* wirkte als Ionenlinse[1]). Schliff *B* war geerdet; Schliff *A* lag an der Hochspannung. Die Anode A war ein Wolfram-Schiffchen. Die emittierende Substanz war dieselbe wie die in der Arbeit von Maurer[1]) beschriebene. Das ganze mittlere Rohr war mit einem elektrischen Ofen bewickelt. Die Apparatur wurde mehrere Stunden bei 400° entgast. Am Ende der Lichtfalle (Fig. 1) war ein Rohr mit einer *Hg*-Füllung angeschmolzen. Die Temperatur des *Hg* wurde so eingestellt,

[1]) W. Maurer, Zeitschr. f. Phys. **100**, 323, 1936.

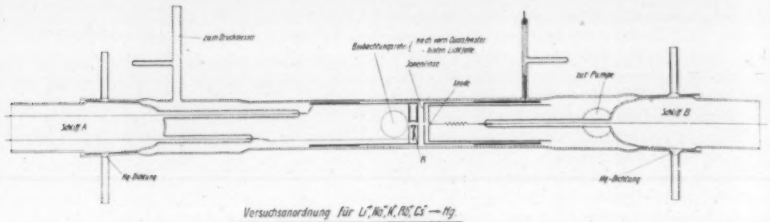



Fig. 1. Versuchsanordnung.

daß im Beobachtungsraum ein Druck von maximal $1 \cdot 10^{-2}$ herrschte. Der waagrecht von rechts nach links verlaufende Ionenstrahl (0,2 mA) wurde auf den Spalt eines Glas- bzw. Quarzspektrographen abgebildet.

Im folgenden sollen die Ergebnisse beschrieben werden.

### 2. Anregung des *Hg*.

Bei allen 5 Alkalien war die Anregung des *Hg* die gleiche. Stark treten auf die Linien 3650, 3654, 3663 ($3^3D_{1,2,3}—2^3P_1$), 3126, 3132 ($3^3D_{2,3}—2^3P_2$), 5461, 4358, 4047 ($2^3S—2^3P_{1,2,3}$) und 5791 ($3^1D—2^1P$); schwächer: 4077 ($2^1S—2^3P_2$) und die Funkenlinie 2847 ($2^2S—2^2P_1$). Die weitaus stärkste Linie war 2537 ($2^3P_2—1^1S$). Jones[1]) fand beim $Li^+$-Stoß gegen *Hg* für $\lambda = 2537$ ein schwaches Maximum bei 400 Volt. Seine Messungen reichen nur bis 1500 Volt. Nach dieser Arbeit fällt die Anregungsfunktion von $\lambda = 2537$ von 1000—9000 Volt stark ab. Die Anregungsfunktionen der übrigen *Hg*-Linien steigen im untersuchten Spannungsbereich (bis 9000 Volt) dauernd an. Das Einsatzpotential der *Hg*-Anregung liegt in allen 5 Fällen unter 500 Volt.

### 3. Auftreten von Alkalibogenlinien.

Jones fand, daß bei $Li^+—Hg$ *Li* I-Linien auftreten. In dieser Arbeit wurden für $Li^+, Na^+—Hg$ starke Bogenlinien beobachtet (Tabelle I, Spalte 9). Der eine[2]) von uns fand dasselbe für $Li^+, Na^+—He$ (Tabelle I, Spalte 10). Bei $Cs^+—H_2$ treten ebenfalls sehr starke Bogenlinien auf. Energieresonanz für Umladung $\leqq 12$ Volt. Es dürften aber beim Ionenstoß keine Bogenlinien auftreten, wenn keine sekundären Prozesse, z. B. Umladung, vorkommen. Gegen Lichtanregung durch *Li*, *Na* — *Hg*, *He* (*Li*, *Na* durch Umladung aus $Li^+, Na^+$ entstanden) sprechen mehrere stichhaltige Gründe (z. B. sind die *Li* I-Linien druck- und stromproportional). Die Erklärung von Jones[1]) halten wir auf Grund eingehender Versuche für nicht zutreffend. Das Auftreten von Bogenlinien kann vorerst noch nicht geklärt werden, doch spricht einiges für Umladung mit Anregung. Auf Einzelheiten soll an anderer Stelle eingegangen werden. Tabelle I enthält die Werte der hier interessierenden Energieresonanzen.

### 4. Auftreten von Alkalifunkenlinien.

Es wurde beobachtet bei

$Li^+$ keine Funkenlinie bis 9000 Volt.

$Na^+$ wie bei $Li^+$.

$K^+$ bei 9000 Volt ist die stärkste *K* II-Linie $\lambda = 4186$ schwach angedeutet.

$Rb^+$ Bei 9000 Volt treten als schwache Linien auf: die *Rb* II-Linien $\lambda = 4193, 4244, 4288$.

$Cs^+$ Bei 9000 Volt treten die *Cs* II-Linien $\lambda = 3965, 4277, 4288, 4410, 4526, 4603$ auf.

Tabelle I.

| Alkali-ionen | Einsatzpotentiale der Lichtanregung in Volt | | Ionisationspotentiale von: in Volt | | | | Energieresonanz bei Umladung in Volt | | Alkalibogenlinien treten auf bei | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | *Hg* | Alkali-ionen | *Hg* | *He* | Alkali Ion | Alkali Atom | *Hg* | *He* | *Hg* | *He* |
| | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |
| $Li^+$ | $< 500$ | $\gg 9000$ | 10,38 | 24,465 | 75,282 | 5,37 | 5,01 | 19,10 | stark | stark |
| $Na^+$ | $< 500$ | $\gg 9000$ | | | 47,0 | 5,12 | 5,26 | 19,45 | stark | stark |
| $K^+$ | $< 500$ | $> 9000$ | | | 31,7 | 4,32 | 6,06 | 20,15 | keine | keine |
| $Rb^+$ | $< 500$ | $< 9000$ | | | 27,3 | 4,16 | 6,22 | 20,31 | keine | |
| $Cs^+$ | $< 500$ | $\leqq 1400$ | | | 23,4 | 3,17 | 6,51 | 20,80 | sehr schwach | keine |

1) Jones, Phys. Rev. **44**, 707, 1933. — 2) W. Maurer (unveröffentlicht).

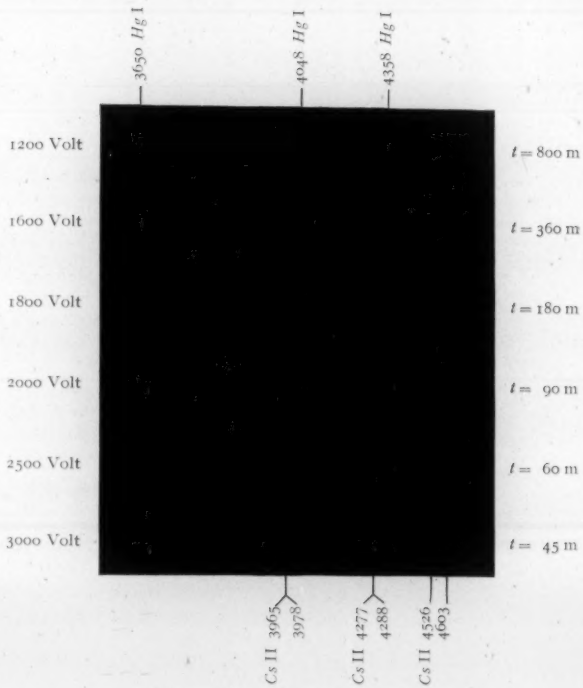



Fig. 2. Lichtanregung für $Cs^+ \rightarrow Hg$.
($Hg$-Druck $= 1 \cdot 10^{-2}$ mm $Hg$; Ionenstrom $= 2 \cdot 10^{-4}$ Amp.)

Sie hatten die gleiche Intensität wie die stärksten *Hg* I-Linien (s. Fig. 2, Tafel VI). In Fig. 2 sind $Cs^+$-*Hg*-Aufnahmen bei verschiedenen Spannungen wiedergegeben. Die Intensität der *Cs* II-Linien nimmt relativ zu den *Hg* I-Linien mit abnehmender Spannung ab und ist bei 1200 Volt praktisch gleich Null. In dem Sinne der Arbeit des einen von uns liegt zwischen 1200 und 1600 Volt ein „Einsatzpotential" der *Cs* II-Linien. Die Tatsache, daß das Einsatzpotential der *Hg* I-Linien viel kleiner ist als das der *Cs* II-Linien und die Reihenfolge der Einsatzpotentiale der Funkenlinien der 5 Alkalien, stimmt mit der Döpelschen Arbeitshypothese überein. Tabelle I enthält eine Zusammenstellung der Ergebnisse und der besprochenen Zahlenwerte.

Die Arbeit mußte aus äußeren Gründen zeitweilig unterbrochen werden. Sie soll mit einer verbesserten Apparatur wieder aufgenommen werden mit dem Ziel, Anregungsfunktionen zu messen und eventuell bei noch höheren Spannungen Einsatzpotentiale der anderen Alkalifunkenlinien zu finden.

Herrn Professor Rau danken wir für die Bereitstellung der Institutsmittel und für seine stete, fördernde Anteilnahme.

Darmstadt, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

(Eingegangen 19. Juni 1936.)

## Über die Winkelverteilung und Anzahl der durch die kosmische Ultrastrahlung im Blei erzeugten Strahlenpaare (*C*-Strahlen).

Von B. Püschel.

(Vorläufige Mitteilung).

Es ist bekannt, daß beim Durchgang von kosmischer Ultrastrahlung durch Blei in diesem Sekundärstrahlen erzeugt werden, die in nebeneinanderliegenden Zählrohren Koinzidenzen hervorrufen können. Variiert man die Dicke einer solchen in einiger Entfernung über den Zählrohren liegenden Bleischicht von 0—5 cm, so erhält man die bekannte „Rossische Koinzidenzkurve". Nach dem übersichtlichen Strahlungsschema von Geiger und Fünfer[1]) werden diese Zwei- oder Mehrfachkoinzidenzen verursacht einmal durch Elektronenzwillinge (*C*-Strahlen), die aus einem Elektron und einem Positron bestehen, und einer von diesen gleichzeitig ausgelösten Streustrahlung, den $D + E$-Strahlen, deren Gesamtheit als Schauer bezeichnet wird. Da sich diese beiden Komponenten in ihren Energiewerten um mehrere Zehnerpotenzen unterscheiden, ist zu erwarten, daß die Winkel, unter denen die verschiedenen zusammengehörigen Strahlen wegfliegen, stark voneinander abweichen. Held[1]) macht einen Versuch, die Winkelverteilung der vom Blei ausgehenden Strahlen zu messen. Seine Anordnung bestand darin, daß unter einer zylindrisch gebogenen Bleiplatte von 8000 $cm^2$ Oberfläche 2 je 3 Zählrohre umfassende Gruppen auf einem Kreisbogen von 1 m Durchmesser herum geführt und deren Vierfachkoinzidenzen in Abhängigkeit des zugehörigen Divergenzwinkels gemessen wurden. Das Ergebnis zeigte bei 20° ein Maximum der Häufigkeit, kleinere und größere Winkel waren bedeutend weniger vertreten. Die gefundene Häufigkeitskurve entspricht nach Geiger abereher den *D*-Quanten, die sich der Richtung nach um ein *C*-Elektron verteilen, als den *C*-Strahlen eines Paares.

Um nun ein Urteil über die Winkelverteilung und Anzahl der im Blei erzeugten Elektronenpaare zu gewinnen, wurden neue Versuche mit 2 Zählrohren angestellt, deren Koinzidenzen nach der Schaltung von Hummel[2]) herausgesiebt wurden. Die Messungen wurden so ausgeführt, daß die Koinzidenzzahl als Funktion des gegenseitigen Zählrohrabstandes, der sich leicht auf Winkel umrechnen läßt, festgestellt wurde und zwar bei möglichst kleinen Bleischichtdimensionen, weil dadurch eine gute Winkeldefinition gewährleistet wird. Da diese Bleistücke aber aus praktischen und zweckmäßigen Gründen nicht allzu klein gewählt werden konnten, wurde zuerst die Abhängigkeit der Koinzidenzzahl von der Bleiplattenbreite bei verschiedenen Abständen zwischen den beiden Zählrohren gemessen.

Für diesen Versuch, der wie alle folgenden in einer Kiste unter freiem Himmel ausgeführt wurde, hatten die Zählrohre einen Durchmesser von 26 mm und eine wirksame Länge von 23 cm. Die Gasfüllung bestand aus Argon von 12 cm *Hg*-Druck. Der senkrechte Abstand zwischen Bleischicht und Zählrohren betrug 12 cm. Die Meßergebnisse sind in der Fig. 1 zusammengestellt, als Abszisse ist die Breite der Bleiplatte (Länge 30 cm) gewählt, die einzelnen Kurven geben die Koinzidenzwerte bei verschiedenen Divergenzwinkeln an. Aus der graphischen Darstellung kann man ersehen, daß in allen Kurven der Anstieg der Koinzidenzzahl bis zu einer Bleibreite von 10 cm geradlinig erfolgt. Größere Bleischichtbreiten dagegen weisen eine mehr oder weniger starke Abweichung von dieser Gesetzmäßigkeit auf. Wurde die Entfernung zwischen Bleiplatte und Zählrohre verdoppelt,

1) Geiger und Fünfer, Zeitschr. f. Phys. **93**, 543, 1935.

1) Geiger, Ergebn. der exakten Naturwissenschaften, S. 57, 1935.

2) Hummel, Zeitschr. f. Phys. **70**, 765, 1931.

so war der Proportionalitätsbereich bis zu 20 cm Breite vorhanden. Für die ebenfalls bestimmte Längenabhängigkeit ergab sich bis zur wirksamen Zählrohrlänge eine proportionale Zunahme der Koinzidenzen. Teile der Bleischicht dagegen, die über die Zählrohrenden hinausragten, schienen an der Koinzidenzerzeugung

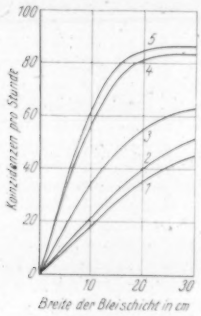



Fig. 1.

Kurve 1: Aufgenommen bei 62°.
Kurve 2: Aufgenommen bei 47°.
Kurve 3: Aufgenommen bei 31°.
Kurve 4: Aufgenommen bei 21°.
Kurve 5: Aufgenommen bei 15°.

nicht mehr beteiligt zu sein, doch bedarf diese Aussage noch einer weiteren Nachprüfung.

Daß auch bei großen Divergenzwinkeln noch eine stattliche Anzahl von Koinzidenzen zu beobachten ist, deutet mit aller Wahrscheinlichkeit auf die Beteiligung von photoelektrisch wirksamen *D*-Quanten hin, da unter großen Winkeln theoretisch keine Zwillinge mehr austreten sollten. Bei der Koinzidenzerzeugung wirken beide Strahlenarten (*C* und *D*) zusammen, es wurde deshalb versucht, diese zu trennen dadurch, daß zwischen und unmittelbar über die Zählrohre ein 0,6 cm dicker Absorber aus Blei gelegt wurde, der die weicheren $D + E$-Strahlen am Ansprechen der Zählrohre verhindern sollte, während die härteren *C*-Strahlen noch Koinzidenzen hervorriefen (Fig. 2). Der Absorber *B* hatte dabei den Zweck, die neu in *A* entstehenden Sekundärstrahlen an zusätzlicher Koinzidenzbildung weitgehend zu hindern.

Es wurden mit dieser Anordnung die Zweifachkoinzidenzen bei verschiedenen Divergenzwinkeln mit und ohne Absorber *A* gemessen. Um den mittleren Raumwinkel, unter dem die Zählrohre von der Bleischicht aus er-

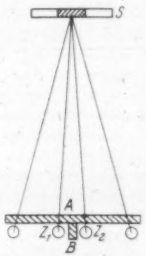



Fig. 2.

scheinen, möglichst klein zu machen, wurde für diesen Versuch der Zählrohrdurchmesser nur 13 mm und die Entfernung Bleischicht-Zählrohre 24 cm gewählt (Füllung 12 cm Argon). Die Meßergebnisse sind in Tabelle I eingetragen und in Fig. 3 graphisch dargestellt. In Kurve 1 wird man mit einiger Wahrscheinlichkeit den spitzen Buckel bei kleinen Winkeln den *C*-Strahlen und den horizontal verlaufenden Teil der Kurve den wirksamen *D*-Quanten zuschreiben. Kurve 2 bestätigt diese Annahme, da bei Winkeln größer als 20° wegen Absorption der weicheren Komponente kein meßbarer Effekt mehr auftritt. Der durch Dickenänderung des Absorbers *A* gefundene Absorptionskoeffizient betrug für die *C*-Strahlen etwa 0,5 $cm^{-1}$ *Pb*, und für die *D*-Strahlen 2,5 $cm^{-1}$ *Pb*.

Durch diese Trennung erhält man die Zahl der Elektronenzwillinge allein, dagegen gibt die

| Divergenzwinkel | Ohne Absorber *A* | | | Mit Absorber *A* | | | Korrigierte Winkelverteilung |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | Koinzidenzen Strahlenpaare | | Differenz | Koinzidenzen Strahlenpaare | | Differenz | |
| | mit Blei | ohne Blei | | mit Blei | ohne Blei | | |
| 4° | 177,5 | 160,5 | 17 ± 4,0 | — | — | — | 2,6 |
| 7,5° | 65,7 | 44,2 | 21,5 ± 2,0 | 73,5 | 60,8 | 12,7 ± 4,3 | 19,3 |
| 11,0° | 47,3 | 31,6 | 15,7 ± 2,6 | 50,5 | 41,5 | 9,0 ± 2,8 | 25,9 |
| 14,5° | 25,2 | 18,7 | 6,5 ± 1,7 | 30,0 | 27,1 | 2,9 ± 3,1 | 11,0 |
| 18,0° | 24,9 | 18,8 | 6,1 ± 1,7 | | | | |
| 21,5° | 24,6 | 19,2 | 5,4 ± 2,2 | | | | |
| 33,0° | 23,7 | 17,3 | 6,4 ± 1,8 | | | | |
| 45,0° | 25,9 | 21,4 | 4,5 ± 2,1 | | | | |

Kurve noch nicht die wahre Winkelverteilung an. Durch eine geometrische Korrektur läßt sich aber die Kurve in die der Häufigkeit der vorkommenden Winkel umrechnen[1]). Fig. 4 zeigt die so erhaltene Winkelverteilung der C-Strahlen. Man erkennt daraus, daß der größte Teil der C-Strahlen das Blei unter Winkeln zwischen

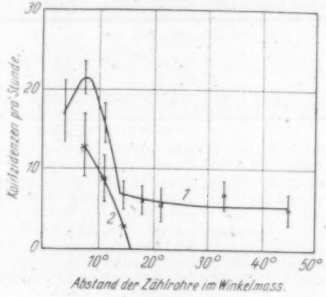



Fig. 3.
Kurve 1: Über den Zählrohren kein Absorber.
Kurve 2: Über den Zählrohren 0,6 cm Absorber.

7–12° verläßt. Kleinere und größere Winkel kommen bedeutend seltener vor. Da die benutzte Bleischicht eine Größe von

$$20 \cdot 23 \cdot 0{,}9 \text{ cm}$$

hatte, also noch im Proportionalitätsbereich lag, so läßt sich leicht die Anzahl der aus der Flächeneinheit austretenden C-Strahlen berechnen. Bei Umrechnung auf günstigste Schichtdicke (1,6 cm) betrug dieser Wert 0,1 Strahlenpaare pro cm² und pro Stunde. In einem anderen Versuch mit Zählrohren von 26 mm Durchmesser ergab die Messung 0,17 Strahlenpaare pro cm² und pro Stunde. Die gefundenen Werte stimmen größenordnungsmäßig mit dem von Geiger und Zeiller[1]) angegebenen mittleren Wert von 0,6 Schauer pro

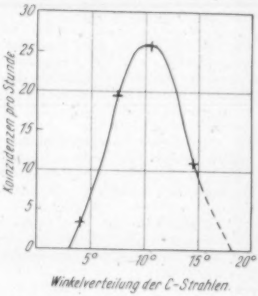



Fig. 4.

cm² und pro Stunde überein, obwohl diese Zahlen mit verschiedenen Beobachtungsmethoden ermittelt wurden.

Anmerkung bei der Korrektur: Inzwischen ist von Heisenberg eine Arbeit[2]) erschienen, in der die Entstehung der „Schauer" in anderer Weise gedeutet wird. Leider konnten die dort entwickelten Vorstellungen bei der Erklärung der mitgeteilten Ergebnisse nicht mehr berücksichtigt werden.

[1]) Die Korrektur auf die wahre Winkelverteilung wurde durchgeführt mit der empirisch gefundenen Formel $I_k = I_b\,(0{,}22 \cdot \alpha - 0{,}75)$, worin bedeuten $I_k$ und $I_b$ die korrigierten und die beobachteten Werte und $\alpha$ der Divergenzwinkel. Die beiden Konstanten wurden durch Berechnung unter Berücksichtigung der speziellen Versuchsbedingungen gefunden.

[1]) Geiger und Zeiller, Zeitschr. f. Phys. **97**, 300, 1935.

[2]) W. Heisenberg, Zeitschr. f. Phys. **101**, 533, 1936.

Leipzig, Physikalisches Institut der Universität, Abteilung für Radiophysik.

(Eingegangen 26. Mai 1936.)

# BESPRECHUNGEN.

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten.

**R. Schwinner, Lehrbuch der physikalischen Geologie.** Band I: Die Erde als Himmelskörper. Astronomie, Geophysik, Geologie in ihren Wechselbeziehungen. VII u. 356 S. Mit 62 Fig. u. 1 Tafel. Berlin 1936. Gebr. Borntraeger. Brosch. RM 14.60, geb. RM 16.—.

Dem Verfasser ist im vorliegenden I. Band seines Lehrbuches mit viel Geschick und leicht verständlicher Sprache gelungen, die wichtigsten Forschungsergebnisse und Probleme der Astronomie und Geophysik in ihrer Bedeutung für die Geologie übersichtlich zu behandeln. Da die für die Geologie besonders wichtigen Probleme aus den genannten Nachbarwissenschaften zum Teil noch keineswegs endgültig geklärt sind, so kann man dem Verfasser nur dankbar sein, daß er den Leser — vor allem den Studierenden — durch seine äußerst kritische Stellungnahme zu vielen der bisherigen Forschungsergebnisse und besonders zu den zum Teil recht mannigfaltigen Theorien ebenfalls zu kritischem Denken veranlaßt. Das Für und Wider wird bei den verschiedenen Theorien ausführlich erörtert. Das ist zweifellos ein großer Vorteil des Lehrbuches, auch wenn die Auffassung des Verfassers stellenweise vielleicht etwas zu ablehnend erscheinen mag, so z. B. hinsichtlich der Verwertung

der bisherigen Ergebnisse der Meteoritenkunde in der Geochemie u. a. m.

Verfasser behandelt in den ersten Kapiteln allgemein die Beziehungen der Erde zum Fixsternhimmel, die Sonne als Fixstern, wobei die Energiebilanz der Sonne und der Zusammenhang zwischen Sonnenflecken und Klimaperioden erörtert wird, und schließlich das Planetensystem. Die weiteren Kapitel beschäftigen sich in erster Linie mit der Erde als Glied des Kosmos. Die Entwicklung des Sonnensystems und die verschiedenen „Kosmogonien" werden ausführlich erörtert. In den Kapiteln über die Meteoriten und über den Stoffbestand der Erde kommen Probleme zur Sprache, die in der Geochemie eine große Rolle spielen. Die beiden letzten Kapitel: „Die Rotation der Erde" und „Die Entwicklung des Systems Erde—Mond" geben Verfasser Gelegenheit, nicht nur die Forschungsergebnisse anderer Fachgelehrter, sondern auch ganz besonders seine eigenen Ansichten über die Entwicklung des Erdantlitzes zu behandeln. Gerade in diesen letzten Kapiteln werden begreiflicherweise für die Geologie, Paläoklimatologie, Tier- und Pflanzengeographie und zum Teil auch für den chemischen Aufbau der äußeren Erdzone besonders wichtige Tatsachen besprochen.

Das sehr anregende Buch bietet weit mehr als ein übliches „Lehrbuch" und ist nicht nur allen Studierenden der Geologie, Mineralogie und Geographie äußerst zu empfehlen, sondern ebenso auch jedem anderen Naturwissenschaftler, der sich für die physikalischen Probleme der Erde interessiert, nicht zuletzt also auch den Physikern.

Während der vorliegende I. Band von der Erde als Himmelskörper handelt, soll der II. Band die physikalischen Eigenschaften und Beziehungen in der Erdfeste und der III. Band die Vorgänge, welche Bau und Bild des uns zugänglichen Erdraums gestaltet haben, erörtern.

Der Verlag hat durch gute Wiedergabe der zahlreichen Figuren mit dazu beigetragen, ein Lehrbuch zu schaffen, das recht zahlreiche Leser finden sollte. E. Kordes.

**Th. Pöschl, Elementare Festigkeitslehre.** 8°. 218 S. Mit 156 Abb. Berlin 1936. Jul. Springer. Brosch. RM 12.60, geb. RM 14.25.

Der zweite Band des Lehrbuches der technischen Mechanik behandelt die Festigkeitslehre. In anschaulicher Darstellung, von den elementaren Grundbegriffen ausgehend, wird hier eine Zusammenstellung des Wichtigsten aus diesem Gebiete gegeben, die nicht nur dem Studierenden als Ergänzung zu Vorlesungen, sondern auch dem in der Praxis oder im Laboratorium tätigen Physiker oder Ingenieur zum Selbststudium von großem Nutzen sein wird. Mathematische Behandlung und Darstellung der praktischen Anwendung ergänzen sich vortrefflich, unterstützt durch zahlreiche zahlenmäßig durchgeführte Anwendungsbeispiele.
A. Naumann.

**Paul Werners, Energieübertragung und -umwandlung mit Wechselstrom.** 8°. VIII u. 204 S. Mit 208 Abb. Leipzig und Berlin 1935. B. G. Teubner. Geb. RM 18.—.

Wenn man sagen wollte, daß dieses Werk „nur" für den fortgeschrittenen Elektrotechniker bestimmt wäre, so gilt das nur mit einer gewissen Einschränkung, denn nach einer kurzen allgemeinen Einführung in das Wesen des Rechnens mit Wechselstromaufgaben folgt ein Kapitel, in dem man sich — wiederholend, aber auch unterrichtend — über die mathematischen Voraussetzungen des Werkes informieren kann. Gerade dieses Kapitel zeigt, wie wenig Raum ein geschickter Autor benötigt, um seinen Lesern die Hilfsmittel zum Bearbeiten des Buches mitzugeben. Damit unterscheidet sich das Werk wesentlich von anderen, die auch eine sogenannte Einführung in das Gebiet bringen, die den Fachmann nicht interessiert und dem Laien unverständlich bleibt.

Die folgenden Kapitel behandeln die Materie selbst unter dem Gesichtspunkt einer „einheitlichen Theorie der Leitungen", Transformatoren und Maschinen. Ausgehend von der einphasigen $T$-Schaltung, dem Rückgrat des Werkes, werden in den folgenden Abschnitten die dreiphasige $T$-Schaltung und deren Betriebseigenschaften, die homogene Leitung, die Transformatoren und Drehfeldtransformatoren, die Asynchron- und Synchronmaschinen, Drehstromkollektormaschinen und Regelsätze behandelt. Das Buch ist besonders dadurch sympathisch, daß es kein Katalog von Industrieausführungen der besprochenen Apparate und Maschinen ist. Man kann aber nicht sagen, daß darunter das Verständnis litte, es ist im Gegenteil durch sehr geschickt ausgewählte Zahlenbeispiele dafür gesorgt, daß man mit den erworbenen theoretischen Kenntnissen auch etwas anfangen kann.
R. Goldammer.

**R. Rothe, Höhere Mathematik für Mathematiker, Physiker und Ingenieure.** Teil IV: Übungsaufgaben mit Lösungen; Formelsammlung. Unter Mitwirkung von O. Degosang. 3. Heft: Integralrechnung (Teubners mathematische Leitfäden Bd. 35). 8°. I und 49 S. Mit 24 Abb. Leipzig und Berlin 1936. B. G. Teubner. Kart. RM 2.—.

Das Heft bringt insgesamt über 140 mit Lösungen versehene, vorzüglich ausgewählte Aufgaben zu den einzelnen Paragrafen des Bandes Integralrechnung, darunter zahlreiche Beispiele für physikalische und technische Anwendungen der Integralrechnung. Ebenso wie das ganze Werk sind auch diese Übungshefte demjenigen sehr zu empfehlen, der sich mit den Methoden der höheren Mathematik insbesondere im Hinblick auf die Anwendungen vertraut machen will. Haupt.

## Nachrichten.

**Ernannt:** Der Dozent für anorganische und Kolloidchemie an der Technischen Hochschule Aachen Dr. habil. Wilhelm Schröder zum a. o. Professor daselbst, der Dozent für Elektrotechnik insbesondere Industrieeisenbau an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr.-Ing. habil. Julius Lamort zum a. o. Professor daselbst.

**Gestorben:** Der frühere ord. Professor der Physikalischen Chemie an der Universität von Tokyo Dr. Kikunaè Ikeda, der frühere Mitarbeiter von Marchese Guglielmo Marconi und führende Persönlichkeit auf dem Gebiet der Radiotelegraphie Francis Samuel Stacey in Kanada, der Professor der Physikalischen Chemie an der Universität von Saskatchewan in Kanada Aubray C. Grubb, der a. o. Professor für Geschichte der Naturwissenschaften an der Universität Bonn Studiendirektor Dr. Friedrich Dannemann.

Verantwortlicher Schriftleiter: Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — DA. II. Vj. 1936: 1400. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany.